



Manuel Edevaldo Lopes Vieira
Licenciado em Engenharia Civil

Cálculo de forças em superestruturas de quebra-mares de talude

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Civil – Perfil de Estrutura e Geotecnia

Orientadora: Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de
Oliveira Neves, Universidade Nova de Lisboa

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Corneliu Cismasiu
Arguente: Prof. Doutor Manuel Américo Gonçalves da Silva
Vogal: Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de Oliveira Neves



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Novembro de 2012

Manuel Edevaldo Lopes Vieira

Licenciado em Engenharia Civil

Cálculo de forças em superestruturas de quebra-mares de talude

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Civil – Perfil de Estrutura e Geotecnia

Orientadora: Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de
Oliveira Neves, Universidade Nova de Lisboa

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Corneliu Cismasiu

Arguente: Prof. Doutor Manuel Américo Gonçalves da Silva

Vogal: Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de Oliveira Neves

Novembro de 2012

COPYRIGHT ©2012 Manuel Edevaldo Lopes Vieira, FCT/UNL e UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

AGRADECIMENTOS

Antes de mais quero agradecer à Professora Maria da Graça Neves pela sua orientação, paciência, disponibilidade e motivação, sem os quais isto tudo não seria possível. Quero agradecer à empresa WW pela sua atenção prestada durante a visita à empresa e por ter-me facultado o relatório de ensaios realizados no Porto de Amboim.

Quero ainda manifestar os meus sinceros agradecimentos aos meus familiares e amigos que contribuíram para a realização desta dissertação, particularmente ao meu irmão José Jacinto Lopes Vieira pelo seu apoio incondicional que me ofereceu durante o meu percurso académico.

RESUMO

Do ponto de vista funcional, os quebra-mares de talude são construídos de modo a proporcionar melhores condições de abrigo aos navios e pequenas embarcações e/ou impedir a acumulação de detritos (areias, calhaus, lodo, etc.) à entrada do canal de acesso. Para reforçar as funções acima mencionadas, por questões económicas e/ou para facilitar alguns processos construtivos, os quebra-mares de talude são projectados com uma superestrutura no seu coroamento, cujo objectivo é evitar que haja passagem de água sobre o coroamento de quebra-mar, ou seja, reduzir o galgamento.

Para dimensionar a superestrutura de um quebra-mar de talude é necessário conhecer as forças a que estão sujeitas que, neste caso, são essencialmente devidas às ondas. Estas forças ocorrem quando a onda atinge a estrutura durante o espraiamento e quando a onda interage com a superestrutura depois da sua rebentação, estando disponíveis, para este caso, algumas formulações que permitem obter as pressões ou as forças induzidas pela onda. Quando a onda rebenta na própria superestrutura geram-se forças de impulsos para as quais não existe na literatura nenhuma formulação empírica válida que permita obtê-las a não ser os métodos de impulsos.

Na presente dissertação analisaram-se as formulações disponíveis para o cálculo de forças em superestruturas de quebra-mares de talude. Desenvolveu-se uma interface que, de acordo com o tipo de estrutura e as condições de agitação, verifica quais as formulações a utilizar, efectua os cálculos (programados com base nas diferentes formulações de cálculo de forças em estruturas marítimas existentes na literatura) e apresenta os resultados de forma gráfica e quantitativamente. Finalmente aplicou-se a ferramenta ao estudo das pressões/forças em duas superestruturas de quebra-mares reais: a do Porto de Gijón, Espanha e a do Porto de Amboim, Angola.

Para um dos casos de estudo, o Porto de Amboim, os resultados foram ainda comparados com os resultados obtidos em ensaios em modelo reduzido. Para estes dois casos de estudo apresenta-se ainda uma análise crítica dos resultados de pressões/forças calculados através das formulações estudados no âmbito desta dissertação.

Dos resultados obtidos, a formulação de Martín *et al.*, 1999 é a formulação que se recomenda na literatura no caso de se pretender dimensionar superestruturas de quebra-mares de talude [CIRIA/CUR/CETMEF, 2007]. Convém, no entanto, verificar que as condições em estudo estão dentro do seu limite de validade.

Palavras-chave: Quebra-mares de talude. Superestrutura. Forças. Pressões. Formulações empíricas e semi-empíricas.

ABSTRACT

From a functional point of view, rubble mound breakwaters are built to provide best sheltered conditions for ships and smaller vessels and / or prevent the accumulation of debris (sand, gravel, silt, etc.) into the channel access. To strengthen the functions mentioned above, by economic and / or to facilitate some constructive processes, rubble mound breakwaters are designed with a crown wall, which purpose is to prevent the passage of water over the crest of the breakwater, that is, reduce the overtopping.

To design crown walls of rubble mound breakwater is necessary to know the forces acting on it that are essentially due to waves. These forces occur when the wave reaches the structure during run-up process and when the wave impinges the wall after breaking. For these cases, there are some formulations available in literature for obtaining pressures or forces induced by waves. When the wave breaks directly on the wall impulse forces occur. For that there is no valid theoretical approximation available in the literature unless impulsive method.

In this thesis an analysis of the formulations available for the estimation of forces on crown walls is presented. An interface is developed that, according to the type of structure and the wave conditions, checks which formulation is suitable to be used, estimate the force (programmed with different formulations available in the literature) and presents graphically and quantitatively the results. The tool is applied to study the pressures/forces in two real crown walls: the Port of Gijón, Spain and the Port of Amboim, Angola. For the Port of Amboim, results were also compared with the results obtained in physical model tests on a scale model.

It is also presented, for the two case studies, a critical analysis of the results of pressures/forces estimated by the formulations studied in this thesis.

From the results, Martín *et al.*, 1999 formulation is the one recommended in the literature for design crown walls of rubble mound breakwater. However, it's necessary to check that the conditions under study are within their limits of validity.

Keywords: Rubble mound breakwaters; Crown walls; Forces. Pressures. Empirical and semi-empirical formulations.

Índice de Matérias

Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	v
Índice de Matérias	vii
Índice de Figuras	xi
Índice de Quadros	xviii
Listas de símbolos, abreviaturas e siglas	xix

1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Conceito de quebra-mar de talude.....	1
1.2 Objectivos da dissertação	4
1.3 Organização da dissertação	5
2. A SUPERESTRUTURA	7
2.1 Função e tipo de superestruturas	7
2.2 Parâmetros geométricos da superestrutura	8
2.3 Estabilidade da superestrutura.....	10
2.4 Acções actuantes na superestrutura	13
3. INTERACÇÃO DA ONDA COM A SUPERESTRUTURA	17
3.1 Tipos de ondas.....	17
3.1.1 Ondas regulares	18
3.1.2 Ondas irregulares.....	19
3.2 Rebentação na proximidade da superestrutura	21
3.3 Espraçamento	23

3.4	Regimes de pressão	24
3.5	Distribuição de pressão na superestrutura	27
4.	ANÁLISE DAS FORÇAS NA SUPERESTRUTURA.....	31
4.1	Formulação de Jensen, 1984 e Bradbury <i>et al.</i> , 1988.....	31
4.2	Formulação de Günbak e Gökce, 1984	35
4.3	Formulação de Pedersen, 1996.....	36
4.3.1	Cálculo da altura da lâmina de água, y	41
4.3.2	Cálculo das áreas A_1 e A_2	42
4.4	Formulação de Martín <i>et al.</i> , 1999	44
4.4.1	Pressão dinâmica na zona não protegida	46
4.4.2	Pressão dinâmica na zona protegida.....	48
4.4.3	Pressão pseudo-hidrostática	49
4.4.4	Pressão na base da superestrutura.....	51
4.5	Enquadramento sintético das formulações	53
4.6	Coeficientes de segurança	54
5.	ANÁLISES PARAMÉTRICAS DAS FORMULAÇÕES	57
5.1	Formulação de Jensen, 1984 e Bradbury <i>et al.</i> , 1988.....	57
5.1.1	Influência da altura da onda relativa, H_s/A_c	57
5.1.2	Influência da altura da onda significativa, H_s	58
5.1.3	Influência de período de pico da onda, T_p	60
5.1.4	Influência da altura da superestrutura, h_w	60
5.2	Formulação de Günbak e Gökce, 1984	61
5.2.1	$Ir_{0p} > 2.5$	62
5.2.1.1	Variação de espraçamento, R_u e do número de Iribarren, Ir_{0p} com H_s , T_p e $\cot(\alpha)$	62
5.2.1.2	Influência da altura da onda significativa, H_s	64
5.2.1.3	Influência do declive do manto principal, α	64
5.2.1.4	Influência da altura da superestrutura, h_w	65
5.2.1.5	Influência da coordenada vertical medida relativamente a um nível de referência, z ...	66
5.2.2	$Ir_{0p} < 2.5$	67

5.2.2.1	Variação de espraçamento, R_u e do número de Iribarren, Ir_{0p} com H_s , T_p e $\cot(\alpha)$	68
5.2.2.2	Influência da altura da onda significativa, H_s	69
5.2.2.3	Influência de período de pico da onda, T_p	70
5.2.2.4	Influência do declive do manto principal, α	70
5.2.2.5	Influência da altura da superestrutura, h_w	71
5.2.2.6	Influência da coordenada vertical medida relativamente a um nível de referência, z ...	72
5.3	Formulação de Pedersen, 1996	72
5.3.1	$Ir_{0m} > 1.5$	73
5.3.1.1	Variação do espraçamento, R_u com H_s , T_m e $\cot(\alpha)$	73
5.3.1.2	Influência da largura da berma, B_e	75
5.3.1.3	Influência da altura da onda significativa, H_s	77
5.3.1.4	Influência do período medio da onda, T_m	78
5.3.1.5	Influência do declive do manto principal, α	80
5.3.1.6	Influência da altura da superestrutura, h_w	82
5.3.2	$Ir_{0m} \leq 1.5$	83
5.3.2.1	Variação do espraçamento, R_u , com H_s , T_m e $\cot(\alpha)$	84
5.3.2.2	Influência da largura da berma, B_e	86
5.3.2.3	Influência da altura da onda significativa, H_s	87
5.3.2.4	Influência do período médio da onda, T_m	89
5.3.2.5	Influência do declive do manto principal, α	90
5.3.2.6	Influência da altura da superestrutura, h_w	91
5.4	Formulação de Martín <i>et al.</i> , 1999	92
5.4.1	Variação do espraçamento, R_u com H_s , T_p e $\cot(\alpha)$	93
5.4.2	Influência da largura da berma, B_e	97
5.4.3	Influência da altura da onda significativa, H_s	97
5.4.4	Influência do período de pico, T_p	98
5.4.5	Influência do declive do manto principal exterior, α	99
5.4.6	Influência do parâmetro μ	101
5.4.7	Influência da altura da superestrutura, h_w	102
5.4.8	Influência da coordenada vertical medida relativamente a um nível de referência, z	103
5.5	Breves considerações sobre as análises paramétricas	104
6.	CASOS DE ESTUDO	107
6.1	Quebra-mar de talude de Gijón	108

6.1.1	Dados do problema.....	108
6.1.2	Resultados	110
6.2	Quebra-mar de talude de Amboim	122
6.2.1	Dados do problema.....	122
6.2.2	Resultados	124
7.	CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS.....	135
	BIBLIOGRAFIA.....	139
ANEXO A	RESULTADOS DE IR_0 , R_U E Y PARA A SUPERESTRUTURA DO QUEBRA-MAR DE TALUDE DO PORTO DE GIJÓN	142
ANEXO B	RESULTADOS OBTIDOS PARA A SUPERESTRUTURA DO QUEBRA-MAR DE TALUDE DO PORTO DE AMBOIM.....	143
ANEXO C	INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE JENSEN, 1984 E BRADBURY <i>ET AL.</i> , 1988	145
ANEXO D	INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE PEDERSEN, 1996.....	146
ANEXO E	INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE GÜNBAK E GÖKCE, 1984	147
ANEXO F	INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE MARTÍN <i>ET AL.</i> , 1999	148
ANEXO G	INTERFACE DE APLICAÇÃO DOS RESULTADOS	149

Índice de Figuras

Figura 1.1: Secção transversal de alguns tipos de quebra-mares [adaptado de CIRIA/CUR/CETMEF, 2007].....	1
Figura 1.2: Perfil tipo de um quebra-mar misto.	2
Figura 1.3: Componentes de um quebra-mar de talude [adaptado de CIRIA/CUR/CETMEF, 2007]. ...	3
Figura 2.1: Classificação das superestruturas: a) base próxima de NR. b) Base próxima do topo do núcleo [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999b].....	7
Figura 2.2: Definição de superestrutura e designação de uma parte constituinte.....	8
Figura 2.3: Configurações típicas de uma superestrutura [adaptado de USACE, 2011].....	9
Figura 2.4: Características geométricas de uma superestrutura.	10
Figura 2.5: Configurações e materiais constituintes da superestrutura de um quebra-mar de talude [adaptado de Pedersen, 1996].....	11
Figura 2.6: Modos de falha de uma superestrutura [adaptado de Günbak e Gökce, 1984].....	11
Figura 2.7: Derrubamento devido ao fluxo de água na base e a sotamar da superestrutura.....	12
Figura 2.8: Esquema das forças actuantes numa superestrutura.	13
Figura 2.9: Distribuição aproximadamente linear da pressão na base da estrutura para diferentes configurações da mesma [adaptado de USACE, 2011].....	14
Figura 2.10: Forças de impulsos causadas pela rebentação da onda na superestrutura [adaptado de USACE, 2011].	15
Figura 2.11: Distribuição de pressão hidrostática e pseudo-hidrostática na superestrutura [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].....	15
Figura 3.1: Representação da onda no oceano [adaptado de USACE, 2008].....	18
Figura 3.2: Espectro de resposta estreito típico de ondulação [adaptado de Neves, 2010].....	18
Figura 3.3: Parâmetros que caracterizam uma onda sinusoidal [GCI, 2011].	19
Figura 3.4: Espectro de resposta largo típico de uma onda irregular [adaptado de Neves, 2010].....	20
Figura 3.5: Definição de zonas de impacto e sem impacto [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999b].....	23
Figura 3.6: Evolução no tempo da distribuição de pressão numa estrutura em função da declividade da onda e da profundidade relativa [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].....	24
Figura 3.7: Representação esquemática de ondas incidentes e ondas reflectidas num regime estacionário [adaptado de USACE, 2008].....	25
Figura 3.8: Incidência da onda sem rebentação na superestrutura para o regime de pressão da Figura 3.6b).....	25
Figura 3.9: Incidência da onda na superestrutura com a frente vertical para o regime de pressão da Figura 3.6c).	26
Figura 3.10: Regime em rebentação com impacto da onda na superestrutura para o regime de pressão da Figura 3.6d).	26

Figura 3.11: Distribuição empírica de pressão no muro-cortina [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a]....	28
Figura 3.12: Representação esquemática da distribuição de pressões na superestrutura [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].	28
Figura 4.1: Representação esquemática da distribuição de pressões na superestrutura obtida por Jensen, 1984 [adaptado de Pedersen, 1996].	32
Figura 4.2: Representação esquemática da distribuição de pressões na superestrutura segundo Jensen, 1984 [adaptado de Martinez, 2001a].	32
Figura 4.3: Secção transversal da superestrutura ensaiada por estes autores [adaptado de USACE, 2011].	33
Figura 4.4: Distribuição de pressão admitida por Günbak e Gökce, 1984 [adaptado de Martinez, 2001a].	35
Figura 4.5: Secção transversal da superestrutura ensaiada por Pedersen, 1996 [adaptado de Pedersen, 1996].	37
Figura 4.6: a) Distribuição de pressões na superestrutura proposta por Pedersen, 1996. b) Traçado da cunha de espraçamento e os parâmetros de cálculo [adaptado de Pedersen, 1996].	38
Figura 4.7: Definição de alguns parâmetros para o cálculo da altura da lâmina da água, y .	41
Figura 4.8: Área A_1 formada pela berma mais o prolongamento da base desta até à inclinação do manto exterior.	43
Figura 4.9: Área A_2 formada pela cunha de espraçamento com o declive do manto principal exterior prolongado até atingir o extremo da cunha de espraçamento.	43
Figura 4.10: Coeficientes empíricos A_u e B_u para o cálculo de espraçamento em função da porosidade do material que constitui o manto exterior [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].	45
Figura 4.11: Perfil simplificado de espraçamento [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999b].	46
Figura 4.12: Valores de λ proposto por Martín <i>et al.</i> , 1999 [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].	49
Figura 4.13: Valores de μ proposto por Martín <i>et al.</i> , 1999 [Martín <i>et al.</i> , 1999a].	50
Figura 4.14: Pressão na base da superestrutura. Os pontos representam os resultados medidos durante o ensaio de quebra-mar Norte do Porto de Gijón ($n = 0.4$, aproximadamente) [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].	52
Figura 5.1: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s/A_c , para diferentes valores de T_p .	58
Figura 5.2: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c .	59
Figura 5.3: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_p , para diferentes valores de A_c .	60
Figura 5.4: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com h_w para diferentes valores de H_s .	61
Figura 5.5: a) Variação de R_u com H_s . b) Variação de Ir_{op} com T_p para diferentes valores de H_s . c) Variação de Ir_{op} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. d) Variação de Ir_{op} com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	63
Figura 5.6: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de A_c .	64

Figura 5.7: a) Variação de F_h com H_s para $\cot(\alpha) = 1.0$ e $= 1.5$. b) Variação de F_h com H_s para $\cot(\alpha) = 3.5$ e 4.5 .	65
Figura 5.8: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c .	65
Figura 5.9: Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c .	67
Figura 5.10: Variação de R_u com T_p para diferentes valores de H_s .	68
Figura 5.11: Variação de R_u com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	68
Figura 5.12: a) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	69
Figura 5.13: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de A_c .	69
Figura 5.14: Variação de F_h com T_p para diferentes valores de A_c .	70
Figura 5.15: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	71
Figura 5.16: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c .	71
Figura 5.17: Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c .	72
Figura 5.18: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de H_s .	74
Figura 5.19: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	75
Figura 5.20: Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	75
Figura 5.21: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s dentro de limite de validade da fórmula.	76
Figura 5.22: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade.	77
Figura 5.23: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade.	79
Figura 5.24: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com $\cot(\alpha)$ para diferentes valores de H_s . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com $\cot(\alpha)$ para diferentes valores de H_s dentro de limite de validade. c) Variação de Ir_{0m} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro de limite de validade.	81
Figura 5.25: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro de limite de validade.	83
Figura 5.26: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de H_s . b) Variação de Ir_{0m} com T_m para diferentes valores de H_s .	84
Figura 5.27: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0m} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	85
Figura 5.28: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0m} com T_m para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.	86
Figura 5.29: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s dentro de limite de validade da fórmula.	86
Figura 5.30: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade.	87

Figura 5.31: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade da fórmula.	89
Figura 5.32: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro dos limites de validade.	90
Figura 5.33: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro dos limites de validade.	92
Figura 5.34: a) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de H_s . b) Variação de Ir_{0p} com T_p para diferentes valores de H_s	94
Figura 5.35: a) Variação de R_u com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0p} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$	95
Figura 5.36: a) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0p} com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$	95
Figura 5.37: a) Variação de R_u com H_s para diferentes valores de A_u e B_u . b) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de A_u e B_u	96
Figura 5.38: Variação de R_u com α para diferentes valores de A_u e B_u	96
Figura 5.39: a) Variação de F_h com B_e para diferentes valores de H_s . b) Variação de F_h com B_e para diferentes valores de H_s dentro dos limites de validade da fórmula.	97
Figura 5.40: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de A_c	98
Figura 5.41: a) Variação de F_h com T_p para diferentes valores de A_c . b) Variação de F_h com T_p para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade da fórmula.	98
Figura 5.42: a) Variação de $F_h (P_d+P_{ph})$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de $F_h (P_{ph})$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro do limite de validade. c) Variação de $F_h (P_d)$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro do limite de validade.	100
Figura 5.43: a) Variação de F_h com μ para diferentes valores de A_u e B_u e $H_s=12m$. b) Variação de F_h com μ para diferentes valores de A_u e B_u e $H_s=8m$	101
Figura 5.44: a) Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c . b) Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro do limite de validade.	102
Figura 5.45: a) Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c e $H_s=12m$. b) Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c e $H_s=8m$	103
Figura 6.1: Secção transversal do quebra-mar de talude do Porto de Gijón [adaptado de Martín <i>et al.</i> , 1999a].	108
Figura 6.2: Distribuição de pressão na base da superestrutura assumida por Martín <i>et al.</i> , 1999, Günbak e Gökce, 1984 e Pedersen, 1996.	111
Figura 6.3: Pressões no muro-cortina e na base da superestrutura para o caso 1.	113
Figura 6.4: Pressões no muro-cortina e na base da superestrutura: a) Caso 2. b) Caso 3. c) Caso 4. .	114
Figura 6.5: Forças no muro-cortina e na base da superestrutura: a) Caso 1. b) Caso 2. c) Caso 3.	116
Figura 6.6: Forças no muro-cortina e na base da superestrutura para o caso 4.	117

Figura 6.7: Momentos flectores no muro-cortina e na base da superestrutura para o caso 1.....	118
Figura 6.8: Momentos flectores no muro-cortina e na base da superestrutura: a) Caso 2. b) Caso 3. c) Caso 4.....	119
Figura 6.9: Secção transversal do quebra-mar de talude do Porto de Amboim [Lemos <i>et al.</i> , 2010].	122
Figura 6.10: Pontos no muro-cortina e na base onde se obteve as pressões.....	124
Figura 6.11: Diagrama de pressões para as 3 formulações em análise neste ponto: a) Pressão no muro-cortina. b) Pressão na base.	125
Figura 6.12: Comparação entre: a) $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). b) $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) dada pela formulação de Pedersen, 1996.....	129
Figura 6.13: Comparação entre: a) $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). b) $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) dada pela formulação de Günbak e Gökce, 1984.	129
Figura 6.14: Comparação entre: a) $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). b) $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) dada pela formulação de Martín <i>et al.</i> , 1999.	130

Índice de Quadros

Quadro 1.1: Identificação de um quebra-mar vertical e misto [LNEC, 1984].	3
Quadro 4.1: Limites de validade e valores dos coeficientes empíricos a e b para cálculo das forças pela formulação de Jensen, 1984 e Bradbury <i>et al.</i> , 1988 [adaptado de Pedersen, 1996].	34
Quadro 4.2: Coeficientes empíricos, a e b , para o cálculo da força dinâmica horizontal numa superestrutura [adaptado de Pedersen, 1996].	40
Quadro 4.3: Limites de validade da equação (4.12) [adaptado de Pedersen, 1996].	40
Quadro 4.4: Coeficientes empíricos para o cálculo de μ [Martín <i>et al.</i> , 1999a].	51
Quadro 4.5: Características gerais de cada fórmula de cálculo de forças em superestruturas.	54
Quadro 5.1: Dados utilizados na equação (4.1) para a obtenção das Figuras 5.1 a 5.4.	57
Quadro 5.2: Dados utilizados na equação (5.1) para a obtenção das Figuras 5.6 a 5.9.	62
Quadro 5.3: Dados utilizados nas equações (3.5) e (5.1) para a obtenção das Figuras 5.5c) e d), 5.7a) e b).	63
Quadro 5.4: Dados utilizados na equação (5.1) para a obtenção das Figuras 5.10a) e b), 5.13 a 5.17.	67
Quadro 5.5: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção das figuras que se seguem.	73
Quadro 5.6: Dados utilizados na equação (4.11) para a obtenção das Figuras 5.19a) e b), 5.20a) e b), 5.24a).	74
Quadro 5.7: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.22b).	78
Quadro 5.8: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.23b).	80
Quadro 5.9: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção das figuras que se seguem.	84
Quadro 5.10: Dados utilizados na equação (4.11) para a obtenção das Figuras 5.27a) e b), 5.32a).	85
Quadro 5.11: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.30b).	88
Quadro 5.12: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.31b).	90
Quadro 5.13: Dados utilizados na equação (5.6) para a obtenção das figuras que se seguem.	93
Quadro 5.14: Dados utilizados na equação (4.32) para a obtenção das Figuras 5.35a) e b) e 5.42a). ..	94
Quadro 5.15: Valor dos parâmetros A_u e B_u para diferentes materiais [adaptado de Neves, 2010].	96
Quadro 6.1: Dados gerais da secção transversal do Porto de Gijón.	108
Quadro 6.2: Dados da agitação utilizados nos cálculos.	109
Quadro 6.3: Dados da estrutura de acordo com a Figura 2.4.	109
Quadro 6.4: Valores de H_s e A_c usados na análise das pressões/forças.	109
Quadro 6.5: Cálculos comuns.	110
Quadro 6.6: Zona de impacto e sem impacto dada pela formulação de Martín <i>et al.</i> , 1999.	112
Quadro 6.7: Coeficiente de segurança para os 4 casos em estudo.	120
Quadro 6.8: Dados da agitação.	123
Quadro 6.9: Dados da estrutura de acordo com a Figura 2.4.	123
Quadro 6.10: Valores de T_p e H_s usados na análise das pressões e/ou forças.	123

Quadro 6.11: Cálculos comuns.	124
Quadro 6.12: Resultados de pressões dos diferentes casos em estudo.	127
Quadro A. 1: Valores de I_{r0} , R_u (m) e y (m) para vários valores de H_s e A_c	142
Quadro B. 1: Valores de I_{r0} , R_u (m) e y (m) para vários valores de T_p e H_s	142
Quadro B. 2: Valores de P_d e P_b (kPa) para vários valores de T_p e H_s	142
Quadro B. 3: Valores de F_h e F_b (kN/m) para vários valores de T_p e H_s	143
Quadro B. 4: Valores de M^A_h e M^O_b (kN.m/m) para vários valores de T_p e H_s	143
Quadro B. 5: Valores de C_{des} e C_{der} para vários valores de T_p e H_s	143

Lista de símbolos

a	Coeficiente empírico
a'	Ponto de aplicação da força horizontal, F_h
A_c	Distância medida na vertical entre o nível de referência e o topo da berma
A_1	Área formada pela berma somada à área que se obtém prolongando a base da berma até ao declive do manto exterior
A_2	Área formada pela cunha de espraçamento com o declive do manto principal exterior prolongado até atingir o extremo da cunha de espraçamento
A_u	Parâmetro empírico
b	Coeficiente empírico
b'	Ponto de aplicação da força horizontal, F_b
B	Largura da superestrutura
B'	Largura do muro-cortina
B_e	Largura da berma
B_u	Parâmetro empírico
c	Coeficiente empírico
c'	Ponto de aplicação da força devido ao peso da superestrutura, F_G
C_{des}	Coeficiente de segurança ao deslizamento
C_{der}	Coeficiente de segurança ao derrubamento
C_f	Parâmetro que representa as oscilações de pressão de curta duração induzida pelo impacto da onda na superestrutura
c_{pp}	Velocidade da onda em águas pouco profundas
C_r	Coeficiente de reflexão
d	Profundidade da água no pé da obra
d'	Ponto de aplicação da componente horizontal da força F_a , F_{ah}
d_c	Altura mínima de água compatível com o clapotis limite
D_{n50}	Diâmetro nominal dos blocos que constituem os mantos
d_p	Profundidade do pé da parede vertical
f	Frequência da onda

F_a	Resultante da pressão induzida pelos materiais que constituem o manto exterior no muro-cortina, P_a
F_{ah}	Componente horizontal da força resultante da pressão induzida pelos materiais que constituem o manto exterior no muro-cortina, F_a
F_{av}	Componente vertical da força resultante da pressão induzida pelos materiais que constituem o manto exterior no muro-cortina, F_a
F_b	Resultante instantânea da pressão na base da superestrutura, P_b
$F_{b,0.1\%}$	Força vertical induzida pela onda na base da superestrutura que é excedida por apenas 0.1% das ondas dos estados de mar considerados
f_c	Distância medida na vertical entre o topo da berma e o topo da superestrutura ou altura da superestrutura não protegida pela berma
f_c^*	Menor valor entre f_c e o ponto onde se pretende obter a pressão horizontal máxima, y^*
F_h	Resultante instantânea da pressão horizontal, P_h
F_G	Resultante do peso próprio da superestrutura
$F_{h,0.1\%}$	Força horizontal induzida pela onda no muro-cortina que é excedida por apenas 0.1% das ondas dos estados de mar considerados
g	Aceleração da gravidade
H	Altura da onda
h'	Distância medida na vertical entre a base da superestrutura e o topo da berma ou a altura da superestrutura protegida pela berma
H_m	Altura média da onda
$H_{m\acute{a}x}$	Altura máxima da onda
H_i	Altura da onda incidente
H_s	Altura de onda significativa
H_r	Altura da onda reflectida
h_w	Altura da superestrutura
h_{wl}	Altura da base da superestrutura
Ir_0	Número de Iribarren
Ir_{0m}	Número de Iribarren calculada com base no período médio, T_m
Ir_{0p}	Número de Iribarren calculada com base no período de pico, T_p
k	Número de onda

L	Comprimento da onda
L_0	Comprimento da onda em águas profundas
L_{0m}	Comprimento da onda em águas profundas calculada com base no período médio
L_{0p}	Comprimento da onda em águas profundas calculada com base no período de pico
m	Distância formada pelo prolongamento do declive do manto exterior até ao extremo hipotético da cunha de espraçamento
$M_{h, 0.1\%}$	Momento flector de derrubamento ultrapassados por apenas 0.1% das ondas dos estados do mar
M_b^O	Momento flector na base da superestrutura relativamente ao ponto O
M_h^A	Momento flector horizontal relativamente ao ponto A
M_w^O	Momento flector devido ao peso próprio da superestrutura relativamente ao ponto O
n	Porosidade do material constituinte do manto
n'	Lado oposto ao ângulo que y faz com m
nb	Parâmetro adimensional
N_f	Parâmetro adimensional
P_a	Pressão induzida pelos materiais que constituem o manto exterior no muro-cortina
P_{ah}	Componente horizontal de P_a
P_{av}	Componente vertical de P_a
$P_{b(b)}$	Pressão na base a barlamar da superestrutura
$P_{b(b), 0.1\%}$	Pressão na base a barlamar da superestrutura ultrapassados por apenas 0.1% das ondas dos estados do mar
$P_{b,max} \text{ (ensaio)}$	Pressão máxima na base da superestrutura obtida a partir de ensaios em modelo físico
$P_{b,max} \text{ (calculada)}$	Pressão máxima na base da superestrutura
$P_{b(s)}$	Pressão na base a sotamar da superestrutura
P_d	Pressão dinâmica induzida pela onda na superestrutura
$P_{d(np)}$	Pressão dinâmica na zona da superestrutura não protegida
$P_{d(p)}$	Pressão dinâmica na zona da superestrutura protegida
P_h	Pressão horizontal gerada pela onda no muro-cortina
$P_{h(b)}$	Pressão hidrostática existente a barlamar da superestrutura
$P_{h,max} \text{ (calculada)}$	Pressão horizontal máxima no muro-cortina obtida pelas formulações

$P_{h,max}$ (ensaio)	Pressão máxima horizontal no muro-cortina obtida a partir de ensaios em modelo físico
$P_{h(s)}$	Pressão hidrostática a sotamar da superestrutura
$P_{w, max}$	Pressão induzida pela onda rebentada directamente na superestrutura
R_u	Cota máxima atingida por uma onda marítima, ao interagir com uma praia ou estrutura costeira, medida na vertical tendo por referência o nível de repouso (espraçamento)
$R_{u,0.1\%}$	Espraçamento que só é ultrapassado por 0.1% das ondas dos estados de mar considerados
s_0	Declividade da onda
T	Período da onda
T_m	Período médio da onda
T_p	Período de pico da onda
v_0	Velocidade ascendente da onda no coroamento do manto exterior
v_{zx}	Componente horizontal da velocidade de propagação da onda sobre o manto principal exterior
x	Prolongamento da base da berma até ao declive do manto principal exterior
x'	Pontos onde se pretende obter a pressão máxima na base da superestrutura
x_1	Distância medida na horizontal entre a extremidade inferior de R_u e o declive do manto principal exterior
x_2	Distância medida na horizontal entre a extremidade inferior de R_u e o declive do espraçamento.
y	Altura da lâmina de água medida entre o início da berma e o nível de espraçamento
y'	Pontos onde se pretende obter a pressão máxima horizontal no muro-cortina
y_{ef}	Altura efectiva da zona de impacto da onda na superestrutura
y^*	Maior valor entre y e zero
z	Coordenada vertical medida a partir do nível da água em repouso (NR), sendo positivo para cima
W	Peso próprio da superestrutura
w_c	Cota de coroamento da superestrutura
w_f	Cota da base da superestrutura
W_t	Peso total dos materiais que constituem o manto principal exterior
α	Declive do manto principal exterior

β	Parâmetro adimensional
γ_r	Peso específico dos materiais que constituem o manto
θ	Ângulos de incidência da onda na superestrutura
λ	Coeficiente empírico
μ	Factor adimensional
ν	Coeficiente de atrito entre a base da superestrutura e a fundação
ρ_b	Peso volúmico do betão
ρ_r	Peso volúmico dos blocos que constituem o manto
ρ_w	Densidade da água do mar
\emptyset	Ângulo que a cunha de espraçamento faz com a horizontal
ω	Frequência angular

Lista de abreviaturas e siglas

BMAV	Baixa-mar das águas vivas
CEM	Coastal Engineering Manual
c-z-a	Cruzamento de zero ascendente
GCI	Gestão Costeira Integrada
LNEC	Laboratório Nacional de Engenharia Civil
NR	Nível de repouso
NMM	Nível médio do mar
NM	Nível da maré
PMAY	Preia-mar das águas vivas
TOT	Todo o tamanho
USACE	United State Army Corps of Engineering
CETMEF	Centre d'Études Techniques Maritimes et Fluviales
CIRIA	Construction Industry Research and Information Association

1. INTRODUÇÃO

1.1 Conceito de quebra-mar de talude

A necessidade de estruturas de protecção costeira, cujo objectivo é garantir o abrigo para defesa de pessoas e bens em locais particularmente expostos à acção das intempéries, ou estruturas destinadas à criação de áreas onde a agitação seja reduzida e onde sejam possíveis as operações de carga e descarga de navios, levou ao surgimento de quebra-mares.

Segundo Vera-Cruz, 1969 quebra-mar é, na sua concepção mais geral, qualquer obstáculo à propagação normal de ondas de gravidade geradas pelo vento sobre uma superfície de onda [LNEC, 1984].

Podem ser naturais, quando resultam de condições naturais, ou artificiais quando são resultado da acção do Homem. Podem ainda ser designados de molhe quando o seu paramento interior é parcial ou totalmente utilizado em operações de carga e descarga de navios, ou quando tem funções de guia de corrente. Um quebra-mar (natural ou artificial) pode ser do tipo destacado (construídos a certa distância da terra) ou do tipo enraizado, em que uma das extremidades se encontra ligada a terra, adquirindo normalmente a forma encurvada ou em L.

O quebra-mar de talude (ver Figura 1.1a) é constituído por um núcleo, mantos interiores e exteriores, filtros e pode conter uma superestrutura no seu coroamento capaz de resistir à acção provocada pela onda, sendo este o caso em análise nesta dissertação (ver Figura 1.1b).

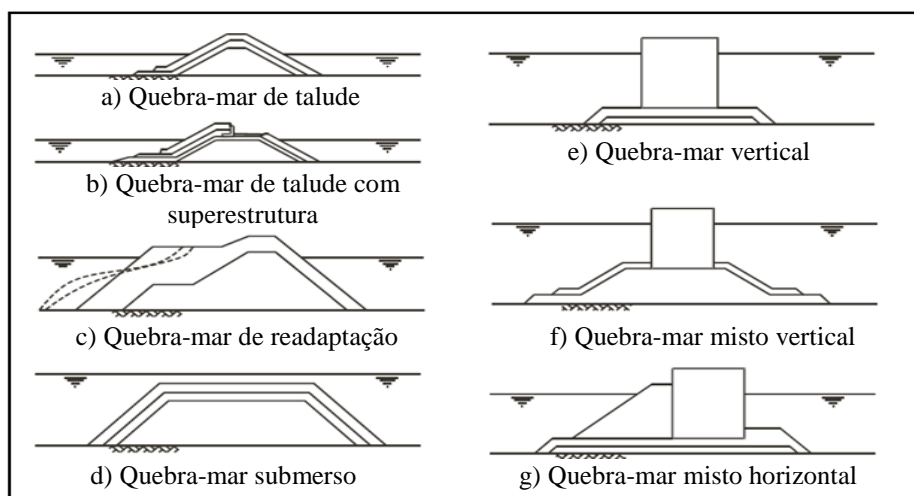


Figura 1.1: Secção transversal de alguns tipos de quebra-mares [adaptado de CIRIA/CUR/CETMEF, 2007].

Os materiais que constituem o quebra-mar de talude não devem sofrer movimento significativo, ao contrário do que acontece com os quebra-mares de readaptação (*reshaping breakwater*) (Figura 1.1c), em que se espera que os seus materiais constituintes se movam e rearranjem com o impacto da onda, permitindo que a face frontal de quebra-mar se adapte ao tipo de agitação.

O quebra-mar submerso, representado na Figura 1.1d), é construído com a cota de coroamento inferior ao nível de baixa-mar, com o objectivo de reduzir a agitação [LNEC, 1984].

Quando os materiais que compõem os mantos do quebra-mar funcionam apenas como regularização do fundo ou como fundação de uma estrutura vertical, o quebra-mar é definido como quebra-mar vertical (Figura 1.1e). Esta fundação é normalmente constituída por um “colchão” de enrocamento sobre o qual são assentes caixotões ou blocos, em geral de betão. Num quebra-mar de parede vertical, a parede frontal é impermeável e a onda é reflectida para o largo sem rebentação, o que implica que a obra se deva situar a grandes profundidades.

Se a onda rebentar sobre o quebra-mar ou directamente na parede vertical, o quebra-mar é denominado de quebra-mar misto vertical e, devido à sua elevada capacidade de resistir à acção de onda, o uso deste quebra-mar tem vindo a crescer (Figura 1.1f). A berma deste tipo de quebra-mar encontra-se muito baixa relativamente ao nível de repouso, o que implica que a parede vertical tenha que resistir à maioria da acção da onda, incluindo as ondas que rebentam na própria parede vertical.

A Figura 1.1g) representa um quebra-mar misto horizontal, em que a parede vertical se situa a barlarar de um manto de protecção. Este manto é constituído por enrocamento ou blocos artificiais com dimensão suficiente para se manterem estáveis perante a acção da onda.

A Figura 1.2 representa um quebra-mar intermédio entre os quebra-mares de talude e vertical, denominado de quebra-mar misto. É constituído por um prisma de enrocamento localizado desde o fundo até uma certa cota, sobre o qual é assente uma parede vertical. O seu funcionamento é, até determinada altura de onda e nível da água, análogo ao do quebra-mar de parede vertical. Para alturas de onda ou níveis superiores, o manto, ao provocar a rebentação da onda, funciona em parte como quebra-mar de talude e em parte como quebra-mar de parede vertical.

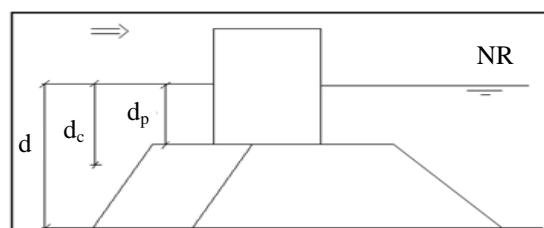


Figura 1.2: Perfil tipo de um quebra-mar misto.

Para identificar se um quebra-mar é do tipo vertical ou misto, compara-se a profundidade do pé da parede vertical, d_p , com a altura mínima de água compatível com o clapotis limite, d_c , tal como se apresenta no Quadro 1.1 [LNEC, 1984]. O Clapotis corresponde à sobreposição de uma onda incidente com uma onda reflectida em regime estacionário, em que a altura da onda incidente é igual à altura da onda reflectida.

Quadro 1.1: Identificação de um quebra-mar vertical e misto [LNEC, 1984].

Tipos de quebra-mares	Características
Quebra-mar vertical	$d_p > d_c$
Quebra-mar misto	$d_p < d_c$

A escolha das características de um quebra-mar depende essencialmente das características de agitação. No entanto, dependem também dos materiais disponíveis no local: no caso de existir pequena quantidade de enrocamento de determinado peso num determinado local, recorre-se normalmente a quebra-mares verticais ou composto; no caso de esses materiais estarem disponíveis em grande quantidade, pode-se optar por um quebra-mar de talude.

A Figura 1.3 representa os principais constituintes de um quebra-mar de talude. À zona do quebra-mar que resiste directamente à acção das ondas vindas do largo denomina-se de barlamar, zona activa ou talude anterior. À zona do quebra-mar do lado da área abrigada denomina-se de sotamar ou talude posterior.

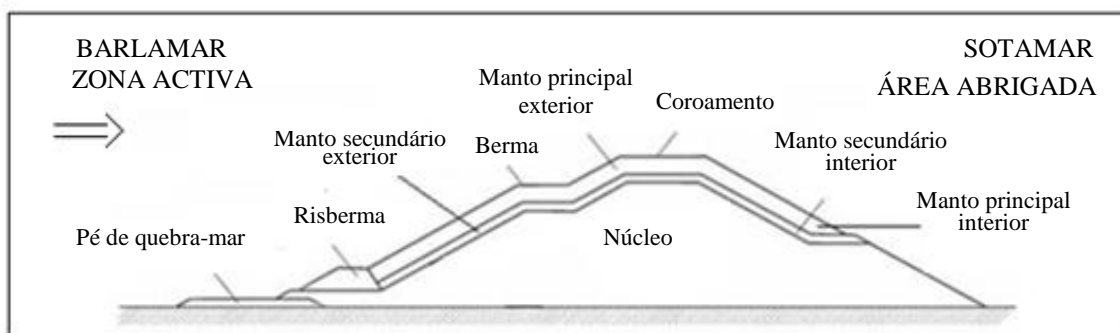


Figura 1.3: Componentes de um quebra-mar de talude [adaptado de CIRIA/CUR/CETMEF, 2007].

Os mantos principais (exterior ou a barlamar e interior ou a sotamar) são compostos por materiais de grande dimensão e de peso suficientemente elevado de modo a se manter estável sob a acção de onda. Esses materiais podem ser rochas (normalmente até 20 toneladas de peso) ou blocos artificiais de betão, caso sejam necessários materiais com maior peso. O declive deste manto, que normalmente varia entre 1:1.5 a 1:3.5, é um dos parâmetros que influencia o peso dos respectivos

blocos e tem uma importância significativa no cálculo das forças induzidas pela onda na superestrutura.

De modo a regularizar ou nivelar a fundação dos mantos principais, impedir a erosão do núcleo e aumentar a porosidade do manto exterior, coloca-se uma ou mais camadas de filtros, denominadas de mantos secundários, que podem estar do lado de sotamar ou de barlar do quebra-mar. São constituídos por camadas de enrocamentos seleccionados, de pesos iguais ou diferentes entre si, mas inferiores ao do manto principal.

O núcleo é constituído por material sem controlo de finos que inclui materiais granulares disponíveis na pedreira ou areia grossa existente no fundo do mar (enrocamento de “todo o tamanho”, TOT). Tem como função atenuar a transmissão de onda, suportar os pesos dos mantos e filtros e proporcionar estabilidade geotécnica.

O coroamento, que é uma linha ou superfície definida pelos pontos de cota máxima do quebra-mar, tem como função reduzir o galgamento e permitir o acesso ao quebra-mar para trabalhos de manutenção.

A berma ou plataforma superior é a superfície horizontal de coroamento do manto principal exterior ou interior. No caso do quebra-mar de estrutura mista a berma termina na superestrutura, permitindo reduzir o galgamento e o espraçamento, proporcionando estabilidade geotécnica ao quebra-mar nesta zona, assim como à superestrutura, como se referirá mais adiante. O espraçamento significa a cota máxima atingida por uma onda marítima, ao interagir com uma praia ou estrutura costeira, medida na vertical tendo por referência o nível de repouso.

No pé de quebra-mar é usual colocar materiais para protecção contra a erosão, garantindo a posição estável dos materiais que constituem os mantos principais e secundários exteriores e evitando a perda da resistência nesta zona.

A risberma é o remate inferior do manto exterior, constituído por um prisma de enrocamento. O material usado na risberma é, em geral, enrocamento e, raramente, blocos artificiais de betão.

1.2 Objectivos da dissertação

Neste trabalho pretende-se analisar as ferramentas disponíveis para o cálculo de forças em superestruturas de quebra-mares de talude e aplicá-las a dois casos de estudo. Para tal, aborda-se o campo de aplicação e o limite de validade das principais formulações existentes para estimar as forças verticais e horizontais induzidas pela onda na superestrutura, nomeadamente: Jensen, 1984 e Bradbury

et al., 1988, Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999. Uma das principais limitações destas formulações é o facto de considerarem que a onda rebenta sobre o manto principal exterior e só a seguir interage com a superestrutura, o que nem sempre ocorre.

Pretende-se ainda desenvolver uma ferramenta simples de apoio ao cálculo de forças em superestruturas, validada com dados de ensaios em modelo físico. Assim, programaram-se essas formulações e criou-se uma interface que permite:

- Definir o tipo e as características geométricas de superestrutura e as da agitação incidente.
- Escolher as formulações a utilizar, de acordo com o seu campo de aplicação.
- Calcular as forças e apresentar os resultados de todas as formulações aplicáveis de forma gráfica e quantitativamente, elucidando sobre os respectivos limites de validade.

Por fim, efectuaram-se testes de validação da interface aplicando-a a dois casos de estudo, e comparando, para um dos casos, os resultados obtidos com resultados de ensaios em modelo físico realizados anteriormente no LNEC.

1.3 Organização da dissertação

Esta dissertação é composta por seis capítulos. O primeiro capítulo consiste na análise dos tipos de quebra-mares existentes assim como dos seus principais constituintes. No segundo capítulo aborda-se a superestrutura de um quebra-mar de talude, no qual se analisam as funções e tipos de superestrutura, os seus parâmetros geométricos, a sua estabilidade e as pressões a que estão sujeitas.

No terceiro capítulo analisam-se os tipos de ondas existentes bem como os critérios de rebentação. Analisa-se ainda o espraçamento, o regime de pressão e a distribuição de pressões devido às ondas na superestrutura.

O quarto capítulo é dedicado às formulações de cálculo das forças na superestrutura e apresentam-se as formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999. Neste capítulo apresenta-se ainda um enquadramento sintético destas formulações, incluindo os pressupostos admitidos pelos seus autores. No final do capítulo referem-se os coeficientes de segurança ao deslizamento e ao derrubamento. Com base na informação compilada neste capítulo, desenvolveu-se uma ferramenta de fácil utilização, em excel, de apoio ao cálculo de forças em superestruturas.

O quinto capítulo desta dissertação é dedicado à análise paramétrica das formulações com o objectivo de analisar a influência dos parâmetros envolvidos em cada uma destas formulações nos

resultados de pressões/forças na superestrutura. Esta análise foi feita com base na ferramenta de apoio ao cálculo de forças em superestruturas desenvolvida no capítulo 4.

No sexto capítulo aplicam-se, utilizando a ferramenta desenvolvida nesta dissertação, as formulações apresentadas no Capítulo 4 a dois casos de estudo: a superestrutura do quebra-mar de talude de Gijón (situado no Norte de Espanha) e do quebra-mar de talude de Amboim (situado em Angola), sendo que neste último os resultados de pressão na face vertical e na base da superestrutura obtidos pelas formulações de Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999 são comparados com resultados obtidos em ensaios em modelo físico.

Por fim, no capítulo sete apresentam-se as conclusões e sugerem-se trabalhos futuros sobre o tema desta dissertação.

2. A SUPERESTRUTURA

Antes de proceder à análise da agitação, que é a principal responsável pela indução de esforços em superestruturas, considera-se necessária, neste capítulo, efectuar uma análise sobre a função e o tipo de superestruturas, sobre os seus parâmetros geométricos e a sua estabilidade, assim como apresentar a configuração de forças que actuam em superestruturas.

2.1 Função e tipo de superestruturas

Embora a função principal da superestrutura seja reduzir o galgamento, existem ainda outras razões que justificam o uso de superestruturas em quebra-mares de talude, como por exemplo:

- Reduzir a cota de coroamento de quebra-mar e, por conseguinte, o volume dos materiais utilizados, o que permite reduzir os custos de construção e o impacto ambiental.
- Evitar a erosão da zona de coroamento de quebra-mar do lado de sotamar, ao reduzir o galgamento.
- Facilitar alguns processos construtivos.
- Permitir o acesso pedonal e dos veículos, facilitando os trabalhos de reparação e o transporte de equipamentos de instalação, tais como condutas, instalações sanitárias, electricidade, etc.

As superestruturas podem ser classificadas de acordo com a localização da sua base, dividindo-se em superestruturas cuja base se localiza relativamente próxima do nível de repouso (NR), Figura 2.1a), e superestruturas cuja base se localiza próxima do coroamento do núcleo, Figura 2.1b).

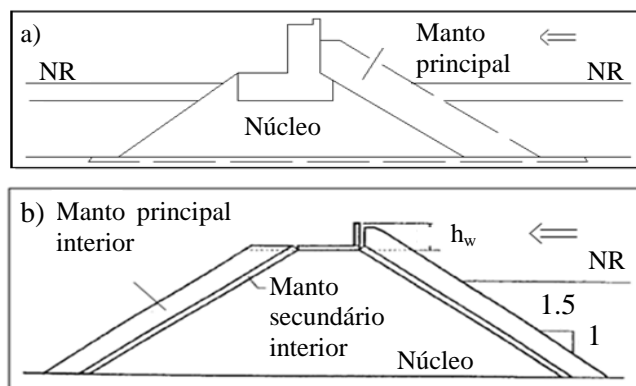


Figura 2.1: Classificação das superestruturas: a) base próxima de NR. b) Base próxima do topo do núcleo [adaptado de Martín *et al.*, 1999b].

A superestrutura representada na Figura 2.1a) localiza-se em quebra-mares com cota de coroamento relativamente baixa, em que as forças provocadas pela onda têm intensidade elevada (*wave screen*), enquanto a superestrutura da Figura 2.1b) localiza-se em quebra-mares com cota de coroamento relativamente elevada, em que as forças provocadas pela onda têm intensidade baixa (*crown wall*) [Günbak e Gökce, 1984].

A superestrutura pode ser definida como um bloco de betão ou de alvenaria, em geral maciço, de coroamento de um quebra-mar misto, destinado a facilitar o acesso e, no caso de quebra-mares de estrutura mista ou quebra-mares de talude, a reduzir o galgamento. A superestrutura destinada a reduzir o galgamento chama-se de muro-cortina, podendo a sua superfície anterior funcionar como um deflector do jacto de galgamento, ver Figura 2.2 [LNEC, 1984].

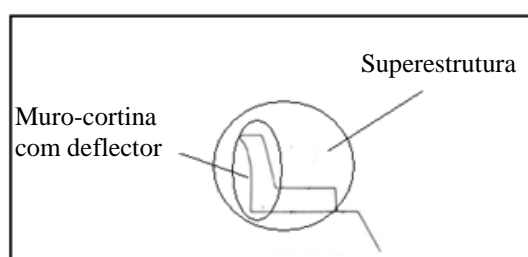


Figura 2.2: Definição de superestrutura e designação de uma parte constituinte.

2.2 Parâmetros geométricos da superestrutura

Com vista a obter um bom desempenho de uma superestrutura face às diferentes condições de agitação, é necessário conhecer:

- O valor de espraimento, que define a cota de coroamento da superestrutura.
- Os custos e os processos construtivos que determinam o nível da fundação da superestrutura.
- A sua estabilidade, através do cálculo da intensidade das forças que actuam na superestrutura e da sua resultante para cada um dos seus modos de falha principais, que permite obter a largura, o peso e a secção transversal da superestrutura.

Quando a berma do manto principal estiver a uma cota muito baixa, a superestrutura terá que resistir à maioria das acções da agitação, incluindo as relativas às ondas que rebentam na própria superestrutura. Este tipo de estrutura é designado por quebra-mar misto, tal como se referiu anteriormente. Por outro lado, se a berma tiver uma cota superior à do máximo nível de espraimento, a geometria da superestrutura não é influenciada pelas acções das ondas e as suas dimensões

dependem dos requisitos funcionais. Existem várias alternativas entre uma superestrutura baixa, com berma alta ou baixa e uma superestrutura alta, conforme se pode ver na Figura 2.3.

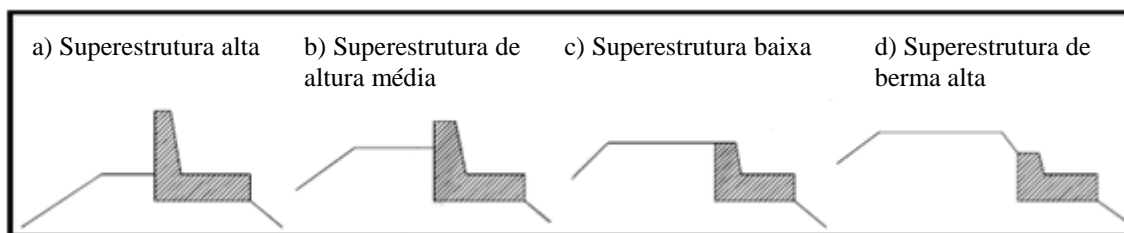


Figura 2.3: Configurações típicas de uma superestrutura [adaptado de USACE, 2011].

Com as configurações a) e b) da Figura 2.3 pretende-se evitar que a onda rebente na superestrutura e, deste modo, reduzir a carga hidrostática de duas formas: aumentando o nível da cota de coroamento da superestrutura, Figura 2.3a), e/ou aumentando a largura da berma do manto principal exterior, Figura 2.3b). Para as configurações c) e d) não ocorre rebentação da onda na superestrutura.

Em termos de resistência da superestrutura, a melhor solução deve passar por construir a berma do manto principal exterior o mais alto possível, para que a rebentação da onda ocorra no próprio manto, o que significa que a superestrutura terá que resistir a pressões induzidas apenas pelas ondas já rebentadas. Do ponto de vista de engenharia, o dimensionamento de uma superestrutura (Figura 2.4) consiste na determinação das suas dimensões geométricas (cota de coroamento, W_c , nível da fundação, W_f , largura, B , altura, h_w , altura da base, h_{w1} , e largura do muro-cortina, B') para as quais a estrutura é estável, tendo em conta o nível da água (o nível de repouso considerado, NR, tal como, por exemplo, o nível de preia-mar das águas vivas, PMAV), as características da agitação local e ainda a largura da berma, B_e e o declive do manto principal exterior, α , e ainda a altura da berma relativa ao NR ou PMAV, A_c .

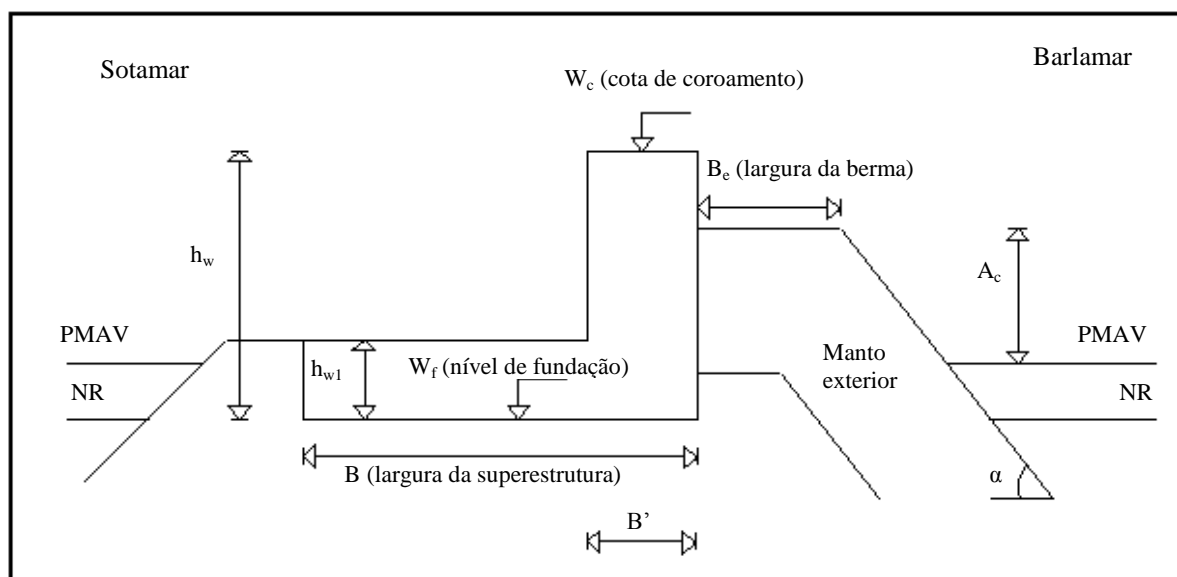


Figura 2.4: Características geométricas de uma superestrutura.

Para obter essas dimensões será necessário definir: a geometria dos blocos do manto exterior que permitam que a onda rebente sobre eles; a distribuição de pressão provocada pelas ondas na superestrutura depois de rebentadas, incluindo a pressão na sua base; e, por último, verificar a estabilidade da superestrutura.

2.3 Estabilidade da superestrutura

Nem sempre as superestruturas são de betão ou têm a face plana, ou seja, as superestruturas podem ter diversas formas, conforme se mostra na Figura 2.5. Para quebra-mares sujeitos a agitação pouco energética pode-se recorrer a superestruturas de madeira (Figura 2.5a). Quando o objectivo é reduzir o galgamento e para quebra-mares de maior dimensão recorre-se a superestruturas de betão, aproveitando a sua maior estabilidade e resistência ao deslizamento. Uma melhor estabilidade da superestrutura pode ser obtida através da colocação de blocos localizados a sotamar (Figura 2.5b) ou construindo o muro-cortina curvilíneo (Figura 2.5c), de modo a diminuir o impacto da onda nesta zona. A resistência ao deslizamento pode ser alcançada com um ligeiro aumento da secção inferior a barlamar da superestrutura, o que permite aumentar o atrito entre a base da superestrutura e o solo (Figura 2.5d).

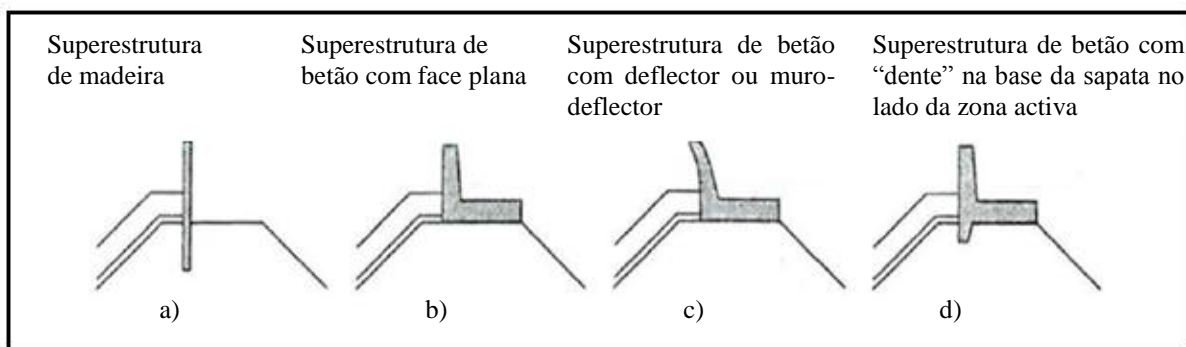


Figura 2.5: Configurações e materiais constituintes da superestrutura de um quebra-mar de talude [adaptado de Pedersen, 1996].

Do ponto de vista da segurança, a estabilidade da superestrutura é essencial, uma vez que uma falha nesta estrutura pode levar ao colapso total de quebra-mar e à perda da sua funcionalidade. As forças provocadas pela agitação na superestrutura ocorrem em duas etapas. A primeira, que corresponde à acção principal, ocorre na face vertical, a barlar da superestrutura, dando origem a elevadas forças horizontais e, conseqüentemente, a elevados momentos flectores. A segunda ocorre quando as ondas, ao penetrarem no material da fundação da superestrutura, fazem aumentar a pressão nos poros. Se a base da superestrutura estiver localizada próxima do nível médio do mar, as ondas podem atingir a superestrutura e actuar como uma carga vertical na base desta. Estes mecanismos de carga podem provocar algumas falhas na superestrutura, representadas na Figura 2.6.

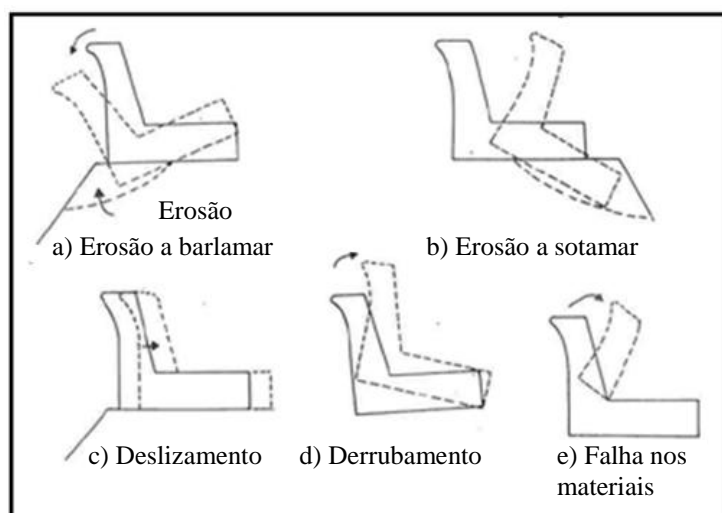


Figura 2.6: Modos de falha de uma superestrutura [adaptado de Günbak e Gökce, 1984].

Os possíveis modos de falhas de uma superestrutura podem ser de natureza estrutural e geotécnica, podendo uma falha geotécnica provocar danos na superestrutura e vice-versa. Para

exemplificar falhas do tipo geotécnicas, pode citar-se a erosão provocada pela acção da onda no pé e a barlamar da superestrutura (Figura 2.6a) ou pelo efeito do galgamento a sotamar ou ainda a falha devida à erosão por efeito da penetração da onda na base da superestrutura (Figura 2.6b). O primeiro modo de falha descrito pode ser prevenido construindo uma berma a barlamar da superestrutura com um comprimento suficiente e preenchida com blocos estáveis. O segundo pode ser evitado prolongando a base da superestrutura para o lado de sotamar, fazendo com que o galgamento atinja directamente a superestrutura ou a água, em vez de atingir o manto situado a sotamar da superestrutura [Günbak e Gökce, 1984].

O deslizamento é, provavelmente, a razão principal da ocorrência de falhas na superestrutura, tendo como causa principal o excesso da força horizontal induzida pela onda relativamente à força de atrito existente entre a base da superestrutura e o material subjacente, como se pode ver na Figura 2.6c) [Pedersen, 1996]. O coeficiente de atrito, do qual depende a força de atrito, é um factor de grande importância para a manutenção da estabilidade da superestrutura ao deslizamento e pode ser aumentado ao construir a base da superestrutura do lado de barlamar com uma espessura tal que a faça penetrar no núcleo do quebra-mar.

Um outro modo de falha importante é o derrubamento de toda a secção da superestrutura, Figura 2.6d), que se inicia com pequenos movimentos da superestrutura, o que vai diminuir a força de atrito do material subjacente ou a resistência a barlamar da superestrutura. O fluxo de água que se forma nos vazios existentes na base e a sotamar da superestrutura (Figura 2.7), e que compromete a capacidade resistente desta e dos mantos principais e secundários exteriores, pode ser considerado como uma outra causa para o derrubamento da superestrutura.

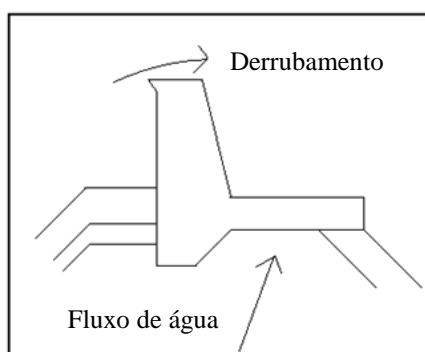


Figura 2.7: Derrubamento devido ao fluxo de água na base e a sotamar da superestrutura.

A Figura 2.6e) mostra ainda um outro modo de falha que pode ocorrer na superestrutura decorrente de fendas que podem surgir devidas a esforços excessivos nesta zona ou à deterioração dos materiais constituintes da superestrutura.

Os materiais existentes na base da superestrutura devem ser o mais impermeável possível de modo a evitar a erosão a sotamar da superestrutura e a diminuir as forças na base. Contudo, a resolução dos problemas relacionados com o deslizamento e o derrubamento da superestrutura passa, na maioria dos casos, por aumentar a massa desta.

2.4 Acções actuantes na superestrutura

A distribuição de pressões e as respectivas resultantes de forças provocadas pela acção das ondas na superestrutura estão esquematizadas na Figura 2.8. A pressão horizontal gerada pela onda, P_h , actua perpendicularmente ao muro-cortina, sendo muito afectada pelas grandes velocidades e acelerações verticais que aí ocorrem. F_h é a resultante instantânea desta pressão e está aplicada à distância a' da base da superestrutura.

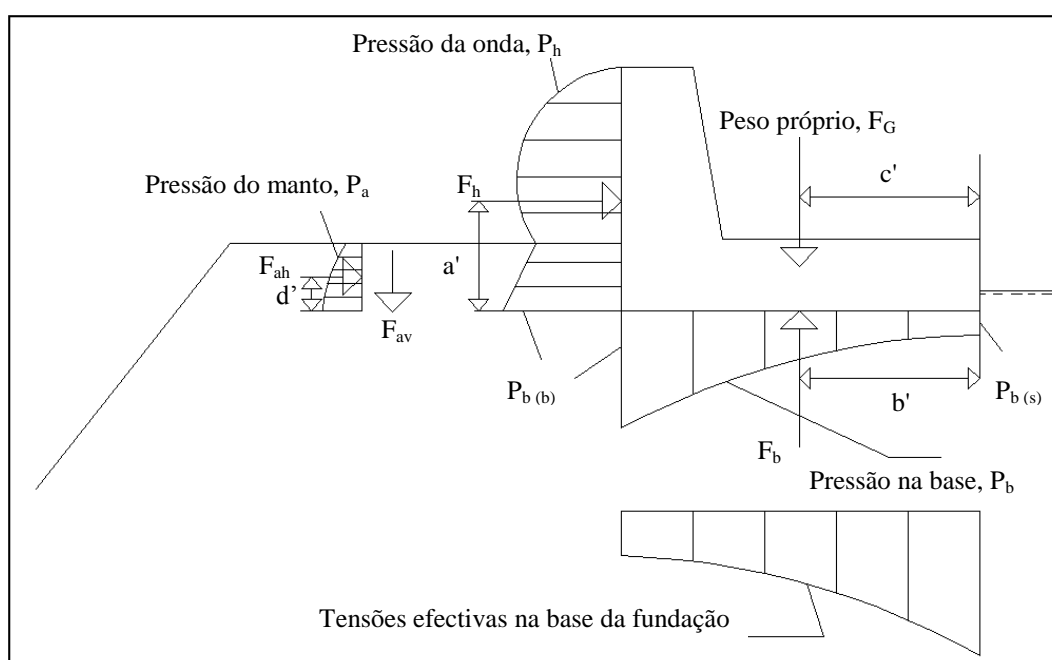


Figura 2.8: Esquema das forças actuantes numa superestrutura.

A pressão instantânea na base, P_b , que actua perpendicular à base da superestrutura, é igual à pressão dos poros no material da fundação da superestrutura. A sua resultante é F_b e está aplicada à distância b' da base da superestrutura. A pressão no canto inferior a barlar da base da superestrutura, $P_{b(b)}$, é igual à pressão no canto inferior do muro-cortina, P_h . No canto inferior a sotamar da base da superestrutura, a pressão, $P_{b(s)}$, é igual à pressão hidrostática nesse ponto. A distribuição de P_b entre $P_{b(b)}$ e $P_{b(s)}$ depende do campo de pressões gerado pelas ondas e também da

permeabilidade e homogeneidade do solo. No caso de solos homogêneos e bastante permeáveis e sob condições quase estáticas, no entanto, as pressões $P_{b(b)}$ e $P_{b(s)}$ podem ser obtidas ou estimadas, assumindo-se uma distribuição de pressões linear entre o valor máximo de $P_{b(b)}$ e o mínimo valor de $P_{b(s)}$, como se representa na Figura 2.9a). Para uma configuração da base da superestrutura tal como é representada na Figura 2.9b), introduzindo uma obstrução ao fluxo dos poros através de um ligeiro aumento da secção do canto inferior a barlar da superestrutura, a hipótese de uma distribuição linear de pressões pode ainda ser considerada. No entanto, o caso de aumento da secção do canto inferior a sotamar da superestrutura torna a hipótese de distribuição linear de pressão menos correcta, Figura 2.9c). Nota-se que, nos casos b) e c) da Figura 2.9, a resultante da pressão na base da estrutura não é vertical.

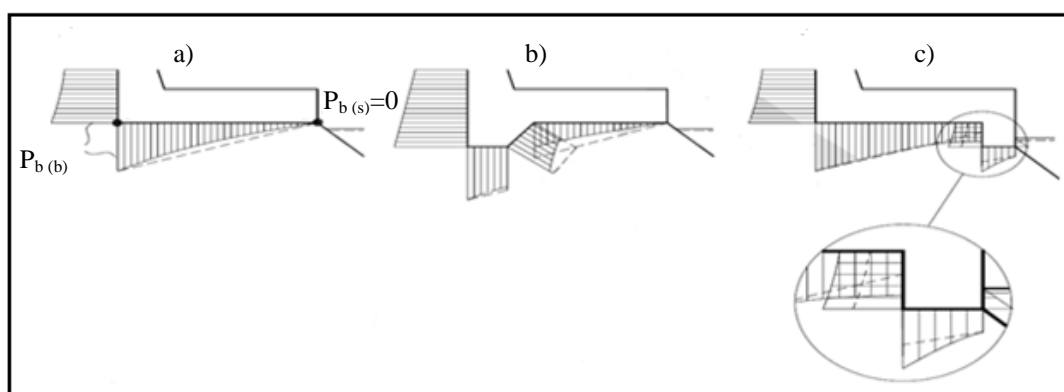


Figura 2.9: Distribuição aproximadamente linear da pressão na base da estrutura para diferentes configurações da mesma [adaptado de USACE, 2011].

Os materiais que constituem o manto exterior e apoiam a superestrutura vão introduzir uma carga, P_a , no muro-cortina em contacto com o material do manto, através dos pontos de contactos. Tanto a carga normal da mecânica do solo, como a proporção das cargas dinâmicas induzidas pelas ondas actuando no manto principal exterior, contribuem para a pressão P_a . A resultante de P_a , F_a , tal como a própria pressão, é geralmente não perpendicular á face exterior da estrutura, devido ao atrito entre o material do manto e a estrutura, tendo duas componentes ortogonais: uma vertical, P_{av} e F_{av} , e outra horizontal, P_{ah} e F_{ah} . O ponto de aplicação da componente horizontal da pressão, P_a , situa-se à distância d' da altura da superestrutura protegida pelos materiais do manto principal exterior. Quando se trata de superestruturas de cota de coroamento muito alta e quando a cota da berma do manto principal exterior é muito baixa, F_a é insignificante quando comparada com a força devida às ondas, F_h , ou seja, assume-se que, se os blocos que constituem a berma forem estáveis sob a acção da onda, esses blocos suportam a carga provocada pela onda sem transmiti-la à superestrutura.

A resultante do peso próprio da superestrutura, F_G , está aplicada à distância c' da base da superestrutura. A pressão induzida pela onda é, em geral, uma pressão dinâmica mas é normalmente

tratada como sendo uma pressão quase-estática, devido à sua pequena variação no tempo [USACE, 2011].

No entanto, se a onda rebenta directamente na superestrutura, as pressões resultantes ($P_{w, \max}$) têm durações muito curtas e amplitudes muito elevadas, surgindo forças de impacto ou forças de impulso (Figura 2.10).

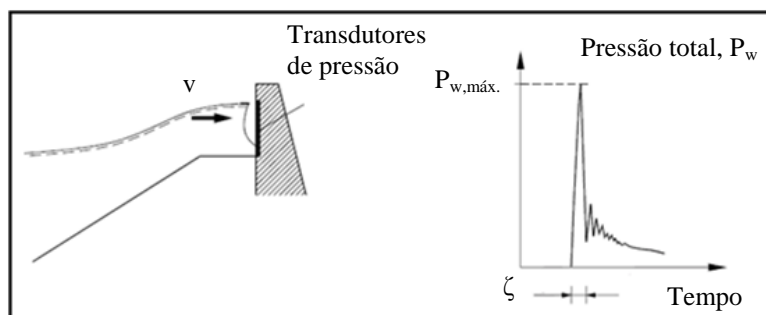


Figura 2.10: Forças de impulsos causadas pela rebentação da onda na superestrutura [adaptado de USACE, 2011].

A pressão induzida pela onda no muro-cortina, P_h , referida anteriormente, pode ser de natureza pseudo-hidrostática, P_{ph} , e de natureza dinâmica, P_d . A pressão hidrostática existente a barlar, $P_{h(b)}$, e a sotamar, $P_{h(s)}$, da superestrutura, conforme se mostra na Figura 2.11, anulam-se. No entanto, devido à variação do nível de repouso (NR) que ocorre na presença de agitação e à pequena variação das respectivas velocidades horizontais e verticais, assim como das respectivas acelerações, surge uma outra pressão que se denomina de pressão pseudo-hidrostática. Esta pressão deve ser calculada considerando-se o mínimo entre a cota de coroamento da superestrutura e o nível de espraimento, uma vez que há acumulação de água à frente da superestrutura no instante seguinte ao do máximo espraimento (zona tracejada do diagrama de P_{ph} da Figura 2.11).

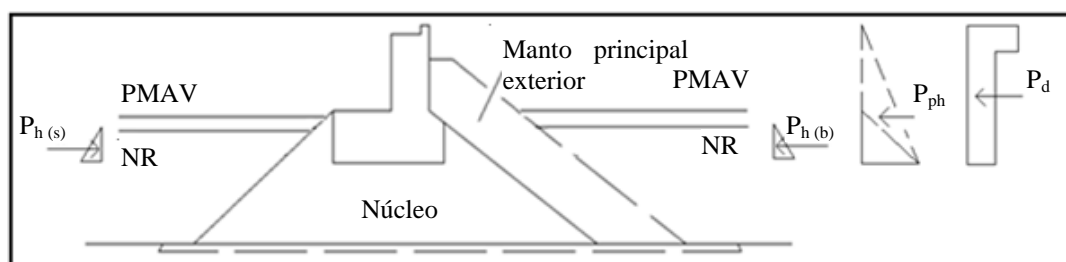


Figura 2.11: Distribuição de pressão hidrostática e pseudo-hidrostática na superestrutura [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

A pressão pseudo-hidrostática e a pressão dinâmica serão abordadas com mais detalhes no capítulo seguinte.

3. INTERACÇÃO DA ONDA COM A SUPERESTRUTURA

O presente capítulo será dedicado a análise da agitação, que é a principal acção que interage com a superestrutura, bem como os seus respectivos parâmetros. O processo de rebentação de onda tem muita relevância na definição das pressões induzidas pelas ondas e será analisado neste capítulo.

3.1 Tipos de ondas

Quando as ondas têm comprimentos de onda muito pequenos (tipicamente inferiores a 1.7cm), a principal força restabilizadora é a tensão superficial da água. São as denominadas ondas capilares que se formam à superfície da água devido à actuação do vento e que, devido à tensão superficial, rapidamente desaparecem quando o vento deixa de actuar. Todavia, na grande maioria das ondas marítimas (cujos comprimentos de onda são bastante maiores do que o aludido, podendo os períodos ser mesmo superiores a 20 segundos) a principal força restabilizadora é a da gravidade, pelo que se designam por ondas gravíticas. Ondas com períodos superiores a 30 segundos são denominadas de ondas infra-gravíticas e normalmente resultam de interacções harmónicas não lineares de grupos de ondas gravíticas [GCI, 2011].

Quando os períodos das ondas gravíticas estão compreendidos entre cerca de 8 e 25 segundos essas ondas designam-se por ondulação e correspondem a ondas muito energéticas, geradas pelo vento em regiões distantes. Se o período é inferior a valores da ordem dos 8 segundos as ondas denominam-se por vagas, sendo resultantes da actuação do vento local, não tendo havido tempo (e distância da zona de geração) suficiente para que este transmitisse à superfície oceânica grande quantidade de energia [GCI, 2011].

A superfície do mar é composta por ondas de diferentes alturas e períodos que se movem em diferentes direcções. A análise da agitação pode ser efectuada considerando uma altura, um período e uma direcção constantes, isto é, considerando ondas monocromáticas ou regulares, ou considerando as características das ondas tratadas em termos estatísticos, ou seja, como ondas irregulares (Figura 3.1).

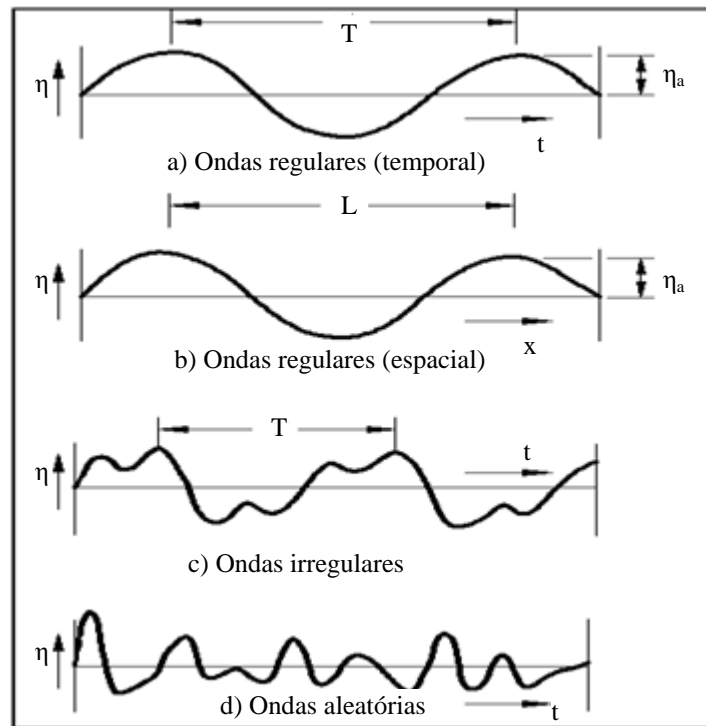


Figura 3.1: Representação da onda no oceano [adaptado de USACE, 2008].

3.1.1 Ondas regulares

As ondas regulares são aproximações das ondas particularmente visíveis longe da zona de geração e têm um espectro de resposta estreito, ou seja, menor variabilidade de período e maior comprimento das cristas. A Figura 3.2 representa a ondulação (*swell*) que pode ser aproximada por ondas regulares.

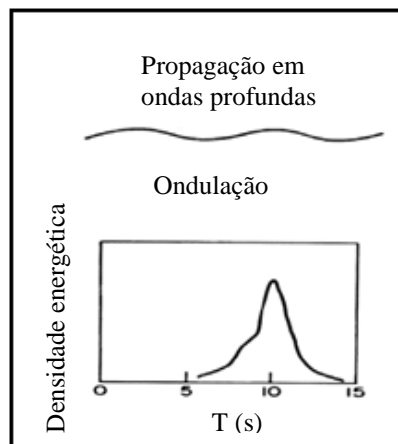


Figura 3.2: Espectro de resposta estreito típico de ondulação [adaptado de Neves, 2010].

As ondas regulares são descritas por três parâmetros principais, que estão representados na Figura 3.3. Esses parâmetros são:

- Altura da onda (H): Distância vertical entre a crista (ponto mais elevado de uma onda) e a cava (ponto mais baixo de uma onda).
- Comprimento de onda (L): Distância entre duas cristas ou cavas sucessivas.
- Período (T): Intervalo de tempo que decorre entre a passagem de duas cristas ou duas cavas sucessivas por um dado ponto fixo.

Existem alguns parâmetros derivados dos anteriores e que são bastante úteis:

- Frequência da onda (f): Inverso do período ($f = 1/T$).
- Declividade da onda (s_0): Razão entre a altura e o comprimento da onda (H/L).
- Número de onda (k): $k=2\pi/L$.
- Frequência angular (ω): Magnitude do vector velocidade angular da onda ($\omega=2\pi/T$).

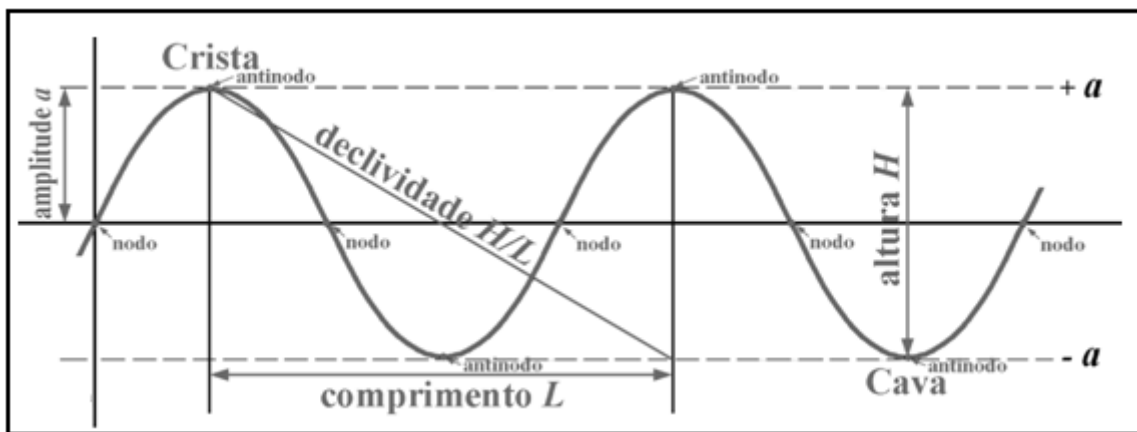


Figura 3.3: Parâmetros que caracterizam uma onda sinusoidal [GCI, 2011].

3.1.2 Ondas irregulares

As ondas irregulares são as existentes na natureza e podem ser caracterizadas por um espectro estreito e designadas por ondulação como referido no ponto anterior, ou podem ser caracterizadas por um espectro largo em frequência e direcção, conforme se pode ver na Figura 3.4, visíveis na zona de geração e denominadas de vaga (*wind sea*).

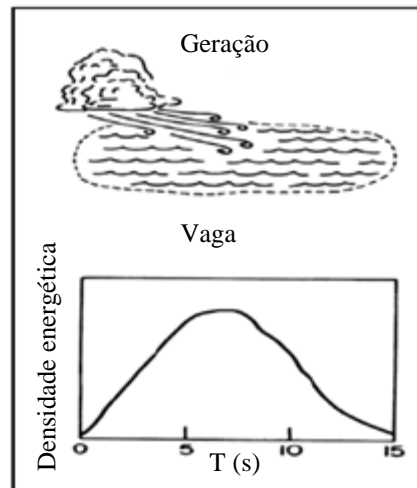


Figura 3.4: Espectro de resposta largo típico de uma onda irregular [adaptado de Neves, 2010].

Devido ao carácter irregular da superfície livre do mar, é necessário recorrer a métodos que possibilitem a definição de parâmetros que caracterizem o estado do mar a partir da série temporal de valores de elevação da superfície livre num ponto. Existem dois métodos muito utilizados: a análise no domínio do tempo e no domínio da frequência.

No domínio do tempo, analisa-se cada onda individual do registo e calculam-se as respectivas características. Um dos critérios que se pode utilizar é o critério de cruzamento de zero ascendente (c-z-a), que considera o acontecimento compreendido entre cada duas passagens sucessivas pelo nível médio com derivada positiva como uma onda individual. Em consequência, a diferença de cotas entre uma crista e uma cava e o intervalo de tempo entre dois cruzamentos constituem, respectivamente, a altura e período da onda individual acima definida (Sampaio, 2008).

Podem, assim, definir-se uma série de N valores de H e T , e, consequentemente, a altura média da onda, H_m , dada pela equação (3.1) e o período médio da onda, T_m , dado pela equação (3.2).

$$H_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i \quad (3.1)$$

$$T_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i \quad (3.2)$$

Ainda no âmbito das estatísticas no domínio do tempo, define-se a altura da onda significativa, H_s , como a altura média do terço das alturas de onda mais elevadas do estado de agitação.

Na análise no domínio da frequência, o período de pico (T_p) e a altura de onda significativa (H_{m0}) são, respectivamente, o período correspondente à frequência com maior densidade espectral e a altura de onda correspondente à área do espectro ou o respectivo momento de ordem 0.

3.2 Rebentação na proximidade da superestrutura

Ao encontrar o manto exterior de um quebra-mar de talude, a onda pode entrar em rebentação devido à rápida diminuição da profundidade, o que implica um aumento da altura de onda até que a declividade da onda atinja o seu valor limite. Em águas pouco profundas a velocidade da onda, c_{pp} , é função da profundidade e é dada pela seguinte expressão:

$$c_{pp} = \sqrt{gd} \quad (3.3)$$

onde d é a profundidade da água no pé da obra (m). Esta velocidade vai diminuindo à medida que a profundidade diminui. Em profundidades muito baixas, as diferenças de velocidade entre a crista da onda (onde a profundidade é maior) e a cava da onda (que se propaga a profundidade menor) são significativas e aumentam constantemente, fazendo com que a crista da onda avance sobre a cava, onde não existe sustentação e, consequentemente, rebente.

Um dos factores importantes no dimensionamento de uma superestrutura é a forma como a onda rebenta na sua proximidade, isto é, se rebenta directamente na superestrutura ou se rebenta sobre o manto principal exterior e só depois atinge a superestrutura. No caso de a onda rebentar directamente na parede vertical, o quebra-mar é denominado por quebra-mar composto enquanto se rebentar sobre o manto principal exterior e só depois atingir a superestrutura, é denominado por quebra-mar de talude com superestrutura. Os métodos de cálculo que serão analisados nesta dissertação são aplicados aos casos em que a rebentação de onda ocorre antes de atingir a superestrutura.

Os critérios que permitem saber se uma estrutura deve ser dimensionada como um quebra-mar composto ou como um quebra-mar de talude com superestrutura, têm a ver com o tipo de rebentação da onda que pode ser descrito através do número de Iribarren, Ir_0 . Assim, a onda não rebenta directamente na superestrutura se:

- A onda rebentar antes de alcançar o pé do quebra-mar.
- Se ocorrer rebentação de fundo.

A rebentação de fundo dá-se para um número de Iribarren, Ir_0 , maior que 3, ou seja, quando o declive da onda em águas profundas, s_0 , dada pela equação (3.4) é pequeno.

$$s_0 = \frac{H}{L_0} \quad (3.4)$$

O número de Iribarren pode ser obtido pela seguinte expressão:

$$Ir_0 = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{s_0}} \quad (3.5)$$

$$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (3.6)$$

em que g é a aceleração da gravidade, L_0 é o comprimento da onda em águas profundas (ver equação 3.6), T é o período da onda (para ondas regulares), H é a altura da onda (para ondas regulares) e α é o declive do manto principal exterior.

No caso de ondas irregulares é necessário definir os parâmetros T e H a utilizar no cálculo de Ir_0 , que pode ser o período de pico (T_p) ou o período médio (T_m) e a altura da onda significativa (H_s) ou a altura de onda máxima ($H_{máx}$), respectivamente.

Também a relação entre a largura relativa da berma (B_e/H) e altura relativa da berma (A_e/H) que se representa na Figura 3.5, permite conhecer, de uma forma empírica, quando a onda rebenta directamente na superestrutura (zona de impacto) e quando a onda rebenta sobre o manto principal exterior e atinge a superestrutura como uma onda rebentada (zona sem impacto), onde B_e representa a largura da berma do manto principal exterior e A_e é a distância medida na vertical entre o nível médio do mar (NMM) ou o nível de repouso (NR) e o topo da berma.

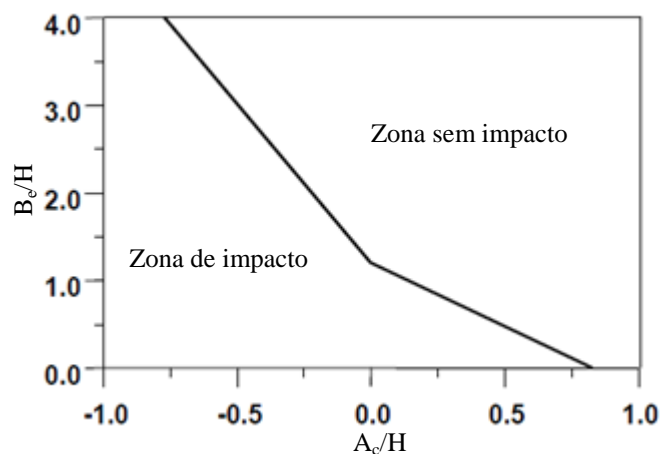


Figura 3.5: Definição de zonas de impacto e sem impacto [adaptado de Martín *et al.*, 1999b].

3.3 Espraçamento

Um parâmetro de extrema importância na aferição das forças induzidas pela onda na superestrutura, ocorrendo logo a seguir à rebentação da onda, é o espraçamento, que é definido como sendo o movimento ascendente da onda sobre o manto principal exterior, depois de rebentar.

O cálculo de espraçamento é importante já que a interacção da onda com a superestrutura não se inicia enquanto o nível de espraçamento não ultrapassar o nível da base da superestrutura, o que implica uma grande dependência das forças provocadas pelas ondas na superestrutura com este parâmetro. No entanto, quando a onda rebenta sobre o manto principal exterior, há uma enorme quantidade de ar que penetra na água e, por isso, a onda que vai interagir com a superestrutura consiste na mistura de água e ar. A complexidade desses mecanismos de interacção da onda com a superestrutura, juntamente com os muitos parâmetros físicos e geométricos que seriam necessários para uma descrição detalhada da superestrutura de um quebra-mar, são as principais razões pelas quais ainda não foi possível estabelecer um modelo analítico que permita prever a força devida à acção da onda na superestrutura [Pedersen, 1996].

No capítulo 4 efectua-se uma análise pormenorizada de espraçamento aquando da descrição das diferentes formulações para o cálculo de forças em superestruturas que serão abordados nesta dissertação.

3.4 Regimes de pressão

As formulações a utilizar para o cálculo de forças numa estrutura marítima dependem do regime de forças a que a estrutura está sujeita. No âmbito do projecto PROVERBS foram definidos quatro regimes de forças em função da evolução temporal do perfil da onda quando esta alcança a estrutura com incidência normal [Neves *et al.*, 2012]. Na Figura 3.6 estão representados os quatro regimes de força a que uma estrutura está sujeita obtidos em função da declividade da onda (H/L) e da profundidade relativa (d/L), definidos por Nagai em 1970. O primeiro regime, situado sob a linha \underline{E} , corresponde ao regime estacionário, ao qual se pode aplicar o comportamento linear da lei de pressão. Este regime resulta do facto da energia da onda não ser totalmente dissipada aquando da interacção da onda com a estrutura marítima, cujo declive é muito grande, sendo a energia remanescente reflectida para sotamar, onde vai interagir com a onda incidente (Figura 3.7) [Neves *et al.*, 2012].

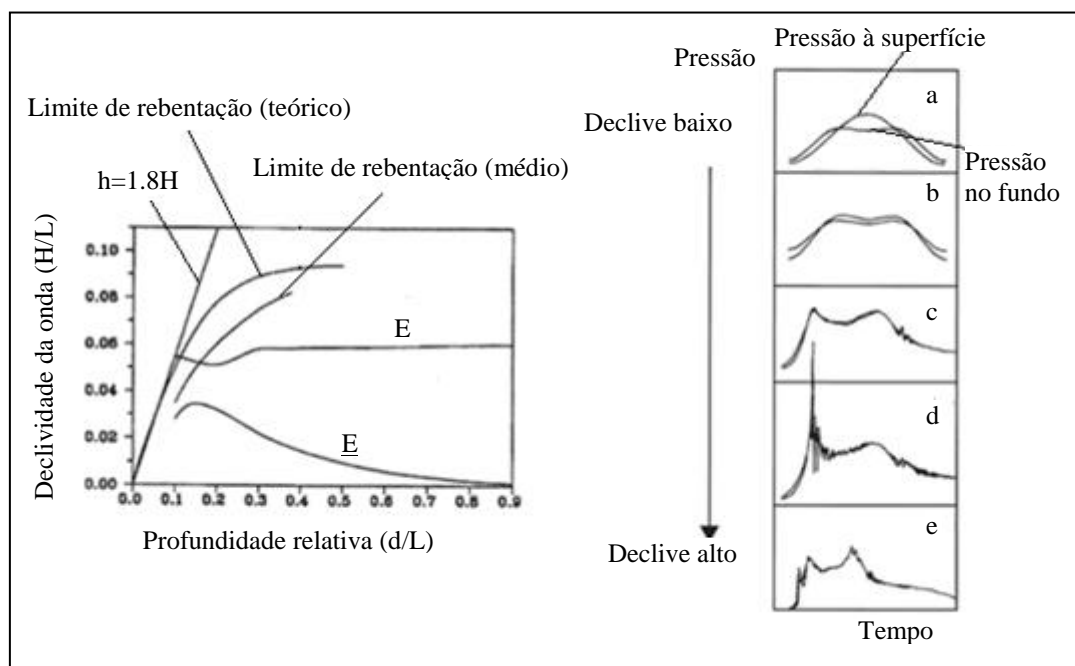


Figura 3.6: Evolução no tempo da distribuição de pressão numa estrutura em função da declividade da onda e da profundidade relativa [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

Em suma, neste regime não há ocorrência da rebentação nem galgamento, logo a dissipação e a transmissão são desprezáveis. Isto significa que o coeficiente de reflexão, C_r , dado pela equação (3.7) é unitário, uma vez que a altura da onda reflectida, H_r , é igual à altura da onda incidente, H_i .

$$C_r = \frac{H_r}{H_i} \quad (3.7)$$

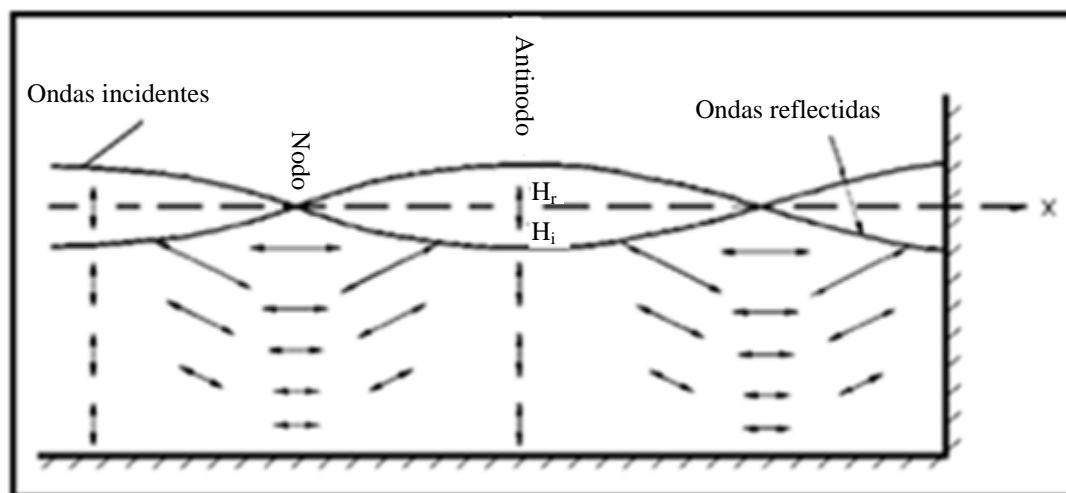


Figura 3.7: Representação esquemática de ondas incidentes e ondas reflectidas num regime estacionário [adaptado de USACE, 2008].

O segundo regime, denominado de regime quase ou parcialmente estacionário, encontra-se localizado entre as linhas E e E onde, para uma onda com baixo declive e período constante, o pico da pressão na base da estrutura varia com o dobro da frequência da pressão ao nível da superfície livre, Figura 3.6a), com o aparecimento de uma segunda harmónica que se faz sentir apenas no fundo. À medida que a declividade da onda aumenta, aparece uma outra harmónica que se faz sentir em toda a coluna de água, Figura 3.6b), situada na linha E. Nota-se que o duplo pico de pressão, representado na Figura 3.6b), é simétrico.

Neste regime a onda não tem declividade suficiente para rebentar, formando uma frente plana e ligeiramente inclinada sobre a estrutura, Figura 3.8. Na frente da estrutura forma-se um antinodo (crista ou cava) que impõe um movimento vertical de toda a coluna de água desde a superfície até ao fundo. A pressão dinâmica máxima é sempre próxima do nível de repouso.

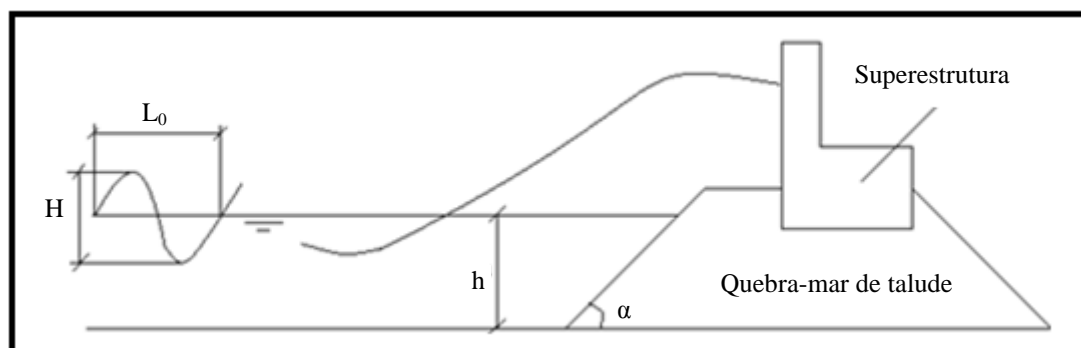


Figura 3.8: Incidência da onda sem rebentação na superestrutura para o regime de pressão da Figura 3.6b).

À medida que o declive da onda aumenta, aproximando-se das condições de rebentação, o duplo pico da curva de pressão no tempo torna-se assimétrico, Figura 3.6c), sendo o primeiro pico mais curto e mais elevado. Alguns autores apontam que a assimetria do duplo pico indica que há uma transição entre o regime estacionário e o regime de rebentação. Entre a linha E e a linha que define a rebentação, Figura 3.6, a onda apresenta um perfil com a frente praticamente vertical, sendo esta frente a que vai interagir com a estrutura (Figura 3.9).

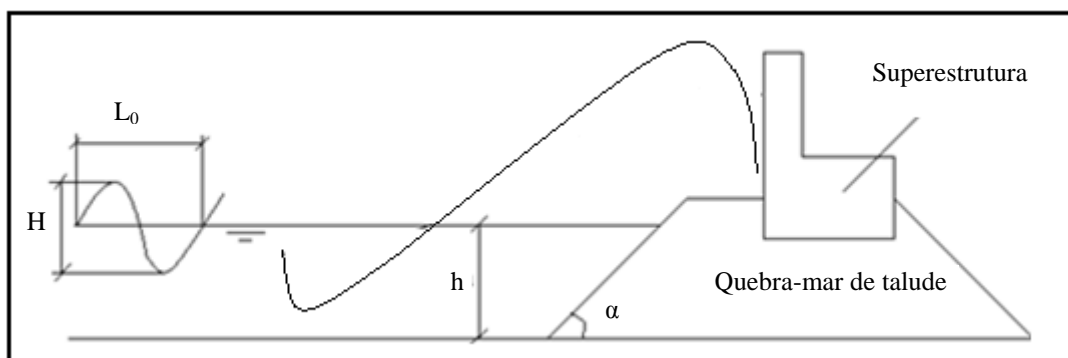


Figura 3.9: Incidência da onda na superestrutura com a frente vertical para o regime de pressão da Figura 3.6c).

O terceiro regime de pressão, representado na Figura 3.6d), correspondente ao regime em rebentação com impacto da onda na estrutura e apresenta um primeiro pico bastante elevado, mas com curta duração, e um segundo pico relativamente baixo e com uma duração maior que a do primeiro pico. O primeiro e o segundo pico de pressão são denominados de Pressão horizontal ou de Impacto (P_d) e Pressão Secundária, de Reflexão ou Pseudo-hidrostatica (P_{ph}), respectivamente.

Neste regime, a onda alcança a estrutura durante o processo de rebentação e o impacto dá-se com ar aprisionado entre a coluna de água e a estrutura (Figura 3.10).

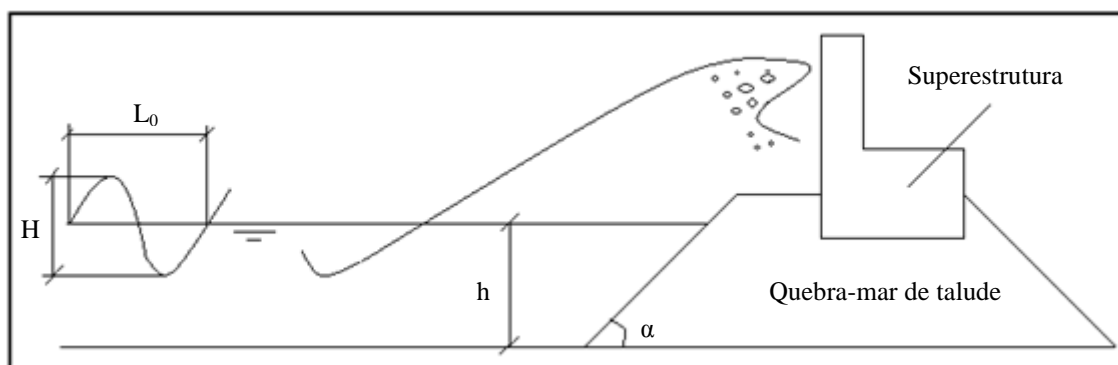


Figura 3.10: Regime em rebentação com impacto da onda na superestrutura para o regime de pressão da Figura 3.6d).

Para os casos em que a onda não rebenta directamente na superestrutura, Figura 3.6a), b), e c), existem várias soluções teóricas que permitem calcular as forças na estrutura, o que não se verifica para o caso em que ocorrem forças de impacto, Figura 3.6d), para a qual só existem disponíveis na literatura métodos de impulsos ou aproximações experimentais.

Quando a onda rebentada atinge a estrutura, quer por efeito do fundo quer pela interacção da onda incidente com a onda reflectida na frente obra, o padrão do duplo pico da distribuição da pressão no tempo ainda se distingue e a sua grandeza e duração relativa dependem da distância entre o ponto da rebentação e o ponto em que a onda atinge a parede, Figura 3.6e). Este regime é denominado de regime de onda rebentada. As formulações que serão analisadas no capítulo seguinte são aplicadas apenas para superestruturas sujeitas a este regime de onda.

3.5 Distribuição de pressão na superestrutura

Quando a onda rebentada atinge a superestrutura, o primeiro pico de pressão ocorre devido à desaceleração da massa de água quando esta atinge a superestrutura e passa de um movimento essencialmente horizontal para um vertical, com subida da massa de água na face vertical da superestrutura até atingir uma cota máxima. Quando esta massa de água começa a descer, inicia-se uma acumulação de água à frente da superestrutura, o que dá origem ao segundo pico de pressão.

Na Figura 3.11 podem observar-se esses dois picos de pressão e a representação da variação no tempo das forças na superestrutura, assim como a respectiva distribuição de pressão na superestrutura. Para o caso da distribuição de pressão devido ao primeiro pico, A, pressão dinâmica, podem-se distinguir duas zonas da superestrutura:

- Uma zona superior, que não está protegida pela camada do manto exterior e na qual o espraçamento atinge a superestrutura directamente. Esta zona situa-se entre a cota $z = A_c$ (Figura 3.11) e o nível de coroamento da superestrutura, $z = w_c$, em que z corresponde a coordenada vertical medida a partir do nível da água em repouso (NR), sendo positivo para cima.
- Uma zona inferior, protegida pela camada do manto exterior, e que é atingida após o escoamento da onda atravessar os poros da camada do manto exterior. Localiza-se entre o nível da fundação, $z = w_f$, e o nível da berma, $z = A_c$.

Em ambas as regiões, a pressão é uniforme, sendo maior na região superior do que na região inferior.

A distribuição de pressão devido ao segundo pico, B, pressão pseudo-hidrostática, é linear e tem o valor máximo no pé da superestrutura.

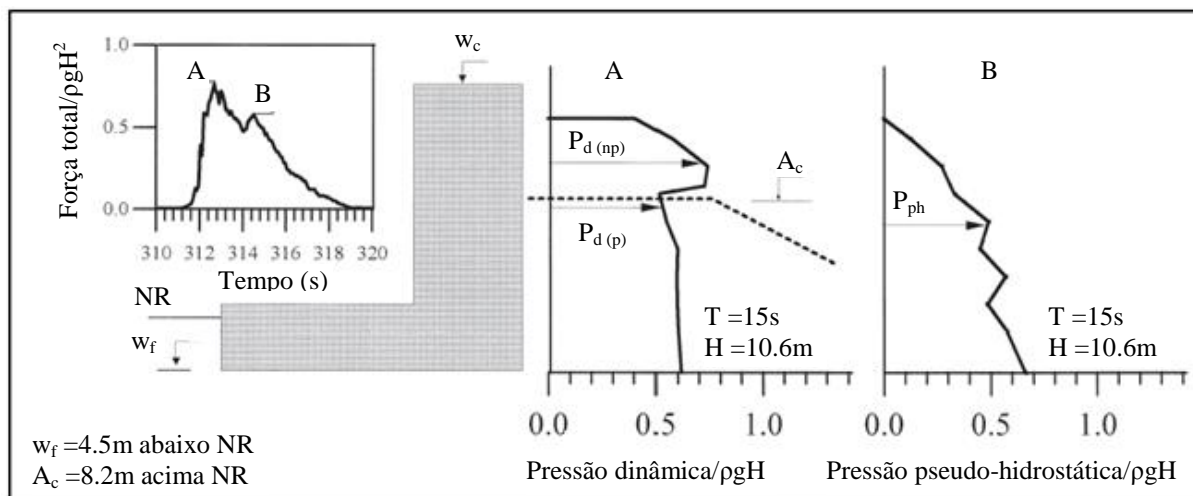


Figura 3.11: Distribuição empírica de pressão no muro-cortina [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

Na Figura 3.12 está representada esquematicamente a distribuição de pressão na superestrutura de um quebra-mar de talude com superestrutura. A pressão dinâmica tanto na zona não protegida, $P_d(np)$, como na zona protegida, $P_d(p)$, a pressão pseudo-hidrostática, P_{ph} , a altura da massa de água medida entre o nível da berma e o nível de espraçamento, y , e o coeficiente empírico λ serão abordados mais adiante com mais pormenor e para cada uma das formulações consideradas.

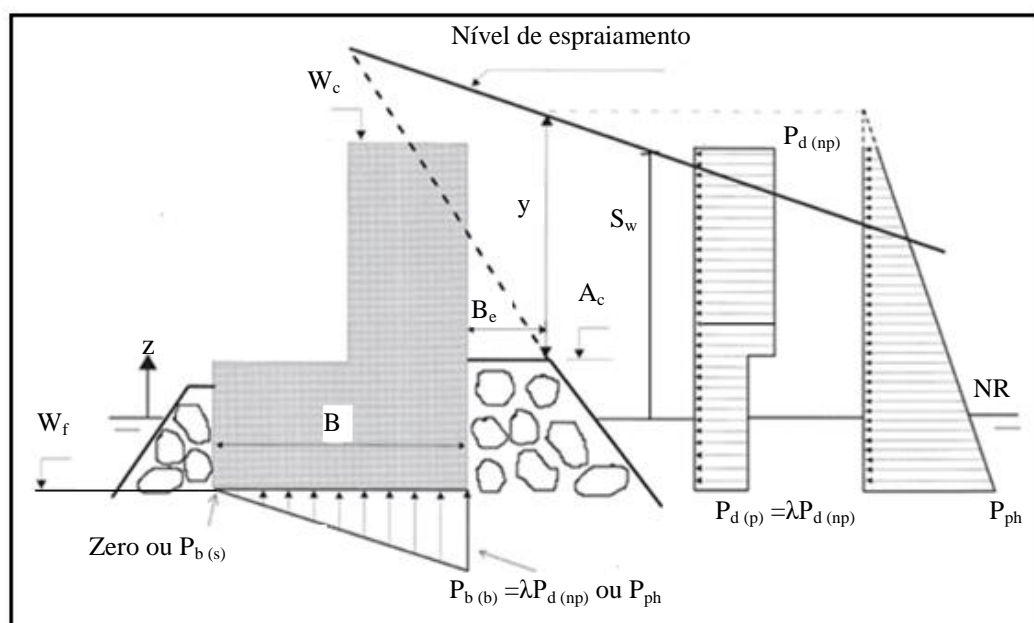


Figura 3.12: Representação esquemática da distribuição de pressões na superestrutura [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

A pressão vertical na base da superestrutura, quando determinada a partir de ensaios à escala reduzida, pode ser afectada por problemas de efeitos de escala relacionados com a não semelhança do fluxo da água dentro dos poros do manto entre o modelo e o protótipo. A maioria dos autores assume uma distribuição triangular de pressão na base da superestrutura com valor a barlamar ($P_{b(b)}$) igual à pressão dinâmica ou pressão pseudo-hidrostática ou mesmo a soma das duas pressões. A sotamar da superestrutura a pressão ($P_{b(s)}$) pode ser considerado zero se o nível da base da superestrutura estiver acima do NR, ou igual à pressão hidrostática, caso a base da superestrutura se encontra no NR.

4. ANÁLISE DAS FORÇAS NA SUPERESTRUTURA

As forças induzidas pelas ondas sobre a superestrutura são de natureza estocástica e, por isso, a sua avaliação torna-se complexa. Para além disto, existe ainda a complexidade do processo de rebentação e do espraio, acompanhado da mistura de ar, que torna o estabelecimento de uma expressão analítica para o impacto da onda na superestrutura impossível. Assim, os estudos paramétricos realizados em laboratórios com o objectivo de obter uma relação empírica ou semi-empírica entre a resposta da superestrutura sujeita à acção da onda e os parâmetros que influenciam esta resposta são, até ao momento, a forma mais utilizada para obter informação sobre este problema.

Este capítulo tem como objectivo analisar as formulações mais utilizadas para o cálculo das forças induzidas pela onda numa superestrutura de um quebra-mar de talude, apresentando-se cada uma das formulações e um quadro resumo com as principais características de cada uma das formulações: Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999. Apresentam-se ainda os coeficientes de segurança ao deslizamento e derrubamento utilizados no cálculo da estabilidade da superestrutura.

4.1 Formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988

A formulação empírica destes autores foi obtida com base em resultados de ensaios realizados em modelo físico com ondas irregulares. Esta formulação estabelece a relação entre a altura de onda significativa, H_s , e o valor da força horizontal induzida pela onda na superestrutura que é excedida por apenas 0.1% das ondas dos estados de mar, $F_{h,0.1\%}$, para várias configurações de quebra-mares e de superestruturas [Braña e Guillén, 2004].

Jensen, 1984 realizou vários ensaios de 1000 ondas a fim de investigar a relação entre a força máxima induzida pela onda, por unidade de largura da superestrutura, e os valores de altura da onda significativa (H_s), período de pico (T_p) e nível da água em repouso, e concluiu que:

- As variações do nível da água influenciavam as forças na superestrutura por variar a distância do nível da água em repouso (NR) ao coroamento da berma (A_c).
- A força horizontal medida era directamente proporcional à razão H_s/A_c .
- A pressão devida à onda aumentava ao aumentar o período de pico.
- A distribuição de pressões na zona não protegida da superestrutura tendia a ser uniforme e com um valor máximo localizado imediatamente acima do nível da berma (Figura 4.1).

Esta distribuição foi obtida para vários níveis da água e diferentes ângulos de incidência da onda na superestrutura, θ .

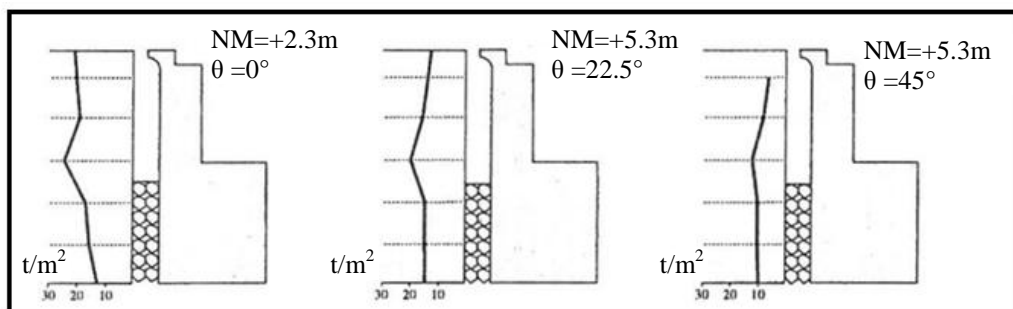


Figura 4.1: Representação esquemática da distribuição de pressões na superestrutura obtida por Jensen, 1984 [adaptado de Pedersen, 1996].

Estes autores assumiram que a pressão dinâmica no muro-cortina é uniforme desde o topo da superestrutura até à sua base. A pressão horizontal no muro-cortina é dada pela contribuição simultânea da pressão dinâmica e pressão pseudo-hidroestática, de acordo com a Figura 4.2. A distribuição de pressões verticais na base da superestrutura é triangular, com o valor da pressão a barlar igual ao da pressão horizontal na base do muro-cortina e zero a sotamar, conforme se vê na Figura 4.2.

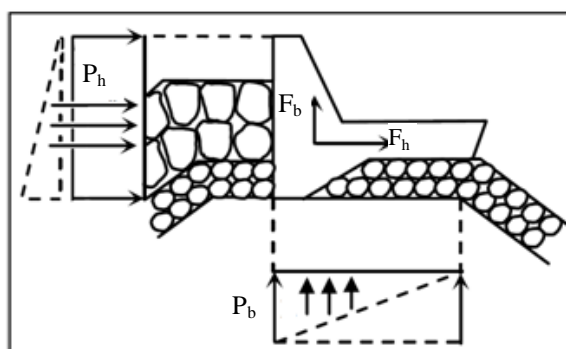


Figura 4.2: Representação esquemática da distribuição de pressões na superestrutura segundo Jensen, 1984 [adaptado de Martinez, 2001a].

A força horizontal máxima por unidade de largura da superestrutura que é excedida por apenas 0.1% das ondas do estado do mar, $F_{h,0.1\%}$ (N/m), é dada pela seguinte equação:

$$\frac{F_{h,0.1\%}}{\rho_w g h_w L_{op}} = a + b \frac{H_s}{A_c} \quad (4.1)$$

onde, ρ_w é a densidade da água do mar, h_w é a altura da superestrutura, L_{0p} é o comprimento da onda em águas profundas correspondente ao período de pico e obtido através da equação (3.6).

Os coeficientes empíricos a e b estão apresentados no Quadro 4.1 para as diferentes secções transversais da Figura 4.3. Esses coeficientes têm em conta o efeito do declive e da permeabilidade/rugosidade do talude e da geometria do quebra-mar de taludes, bem como da direcção de propagação da onda.

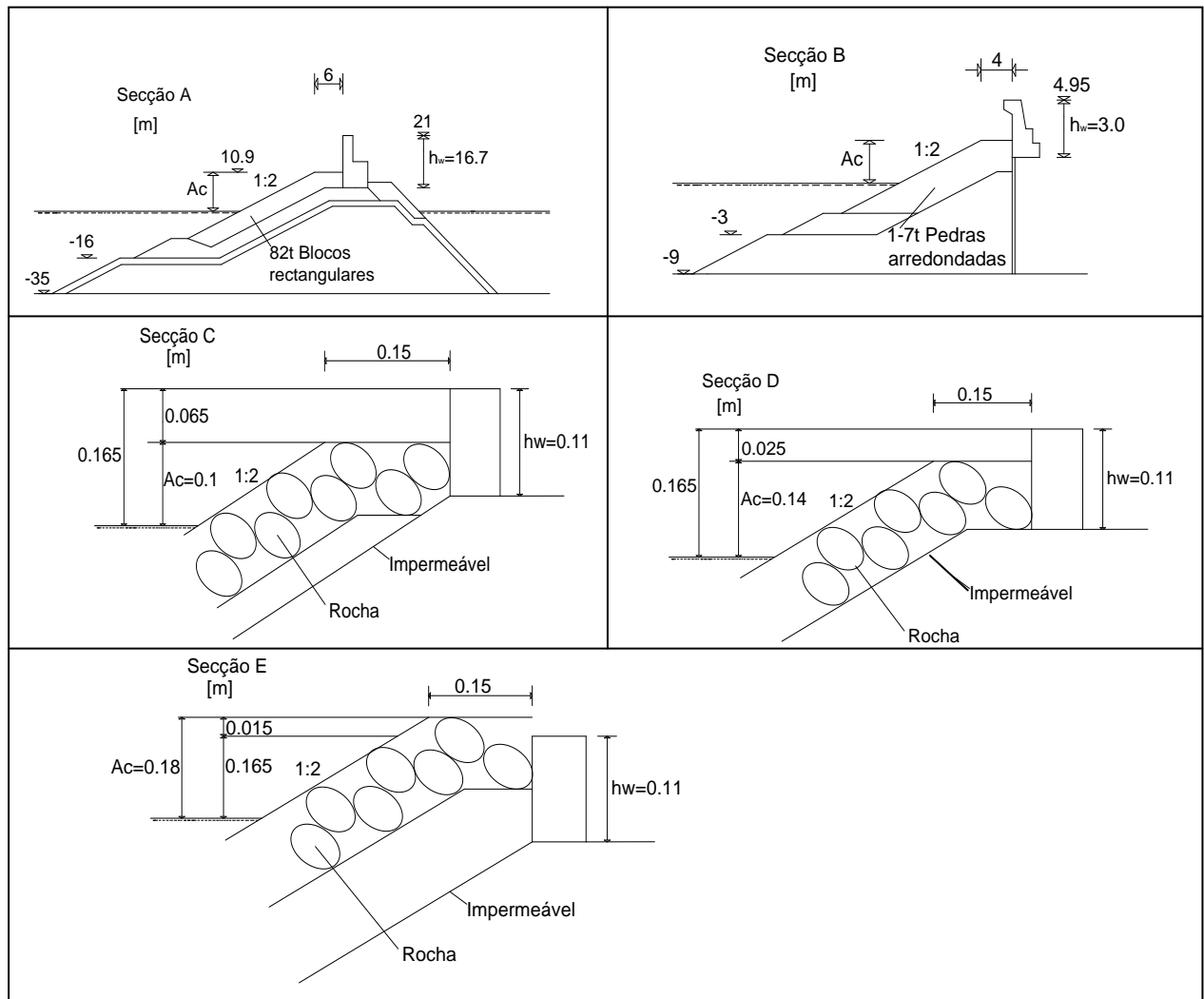


Figura 4.3: Secção transversal da superestrutura ensaiada por estes autores [adaptado de USACE, 2011].

Quadro 4.1: Limites de validade e valores dos coeficientes empíricos a e b para cálculo das forças pela formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 [adaptado de Pedersen, 1996].

Secção Transversal	A_c (m)	H_s/L_{0p}	H_s/A_c	a	b	Referência
A	5,6-10,6	0,016-0,036	0,76-2,5	-0,026	0,051	Jensen, 1984
B	1,5-3,0	0,005-0,011	0,82-2,4	-0,016	0,025	Jensen, 1984
C	0,1	0,023-0,07	0,9-2,1	-0,038	0,043	Bradbury <i>et al.</i> , 1988
D	0,14	0,04-0,05	1,43	-0,025	0,028	Bradbury <i>et al.</i> , 1988
E	0,18	0,04-0,05	1,11	-0,0095	0,01075	Bradbury <i>et al.</i> , 1988

A equação (4.1) é válida apenas para as secções transversais da superestrutura representadas na Figura 4.3 e para os valores de A_c , H_s/L_{0p} e H_s/A_c que se apresentam no Quadro 4.1. No que respeita aos valores de Ir_{0p} para os quais as formulações são válidas e tendo em conta os dados apresentados no Quadro 4.1 e a Figura 4.3, para a formulação de Jensen, 1984, $2.6 < Ir_{0p} < 4$ e $4.8 < Ir_{0p} < 7.1$ para secção A e B, respectivamente; para a formulação de Bradbury *et al.*, 1988, $1.9 < Ir_{0p} < 3.3$ para a secção C e $2.2 < Ir_{0p} < 2.5$ para as secções D e E. A secção A da formulação de Jensen, 1984 é válida para rebentação mergulhante e a secção B para rebentação de fundo. As secções C, D e E da formulação de Bradbury *et al.*, 1988 são válidas para rebentação mergulhante.

Nesta formulação há pouca informação sobre a força exercida pela onda na base da superestrutura, ou mesmo a forma como a pressão se encontra distribuída na base.

A pressão vertical na base da superestrutura do lado de barlar, $P_{b(b)}$, considera-se ser igual à pressão horizontal no muro-cortina. A força vertical máxima que actua na base da superestrutura, $F_{b,0.1\%}$ (N/m), proposta por estes autores é dado por [CIRIA/CUR/CETMEF, 2007]:

$$\frac{F_{b,0.1\%}}{0.5\rho_w g B L_{0p}} = a + b \frac{H_s}{A_c} \quad (4.2)$$

onde B corresponde à largura da base da superestrutura.

Os limites de validade desta formulação, que se apresentam no Quadro 4.1, advém do facto de a expressão que os autores propõem para avaliar a força horizontal máxima, desenvolvida com base em ensaios com as características descritas, fornecer valores superiores ou inferiores aos obtidos durante os ensaios.

4.2 Formulação de Günbak e Gökce, 1984

A formulação proposta por estes autores foi desenvolvida para ondas regulares e baseia-se na interpretação física do processo de espraimento e na sua interacção com a superestrutura. Estes autores consideraram que a força máxima induzida pela onda na superestrutura era causada simultaneamente pela pressão dinâmica, P_d , e pela pressão pseudo-hidrostática, P_{ph} [Braña e Guillén, 2004].

Na Figura 4.4 está representada a distribuição de pressões assumida por estes autores. A pressão dinâmica na zona não protegida, $P_{d(np)}$, diminui para metade na zona protegida, ou seja, $P_{d(p)} = 0.5P_{d(np)}$.

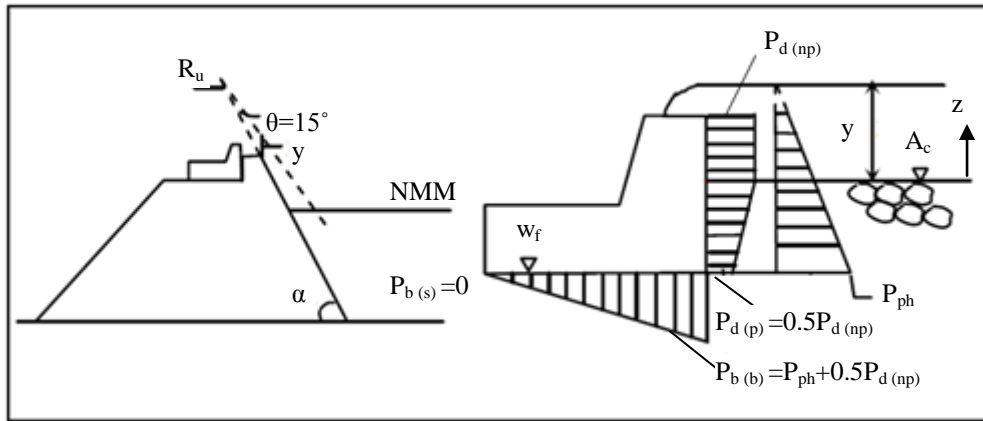


Figura 4.4: Distribuição de pressão admitida por Günbak e Gökce, 1984 [adaptado de Martinez, 2001a].

Para o cálculo da pressão de dinâmica, estes autores assumiram que velocidade ascendente da onda no coroamento do manto exterior, v_0 , podia ser determinada pela seguinte expressão:

$$v_0 = \sqrt{gy} \quad (4.3)$$

onde y é a altura da lâmina de água medida entre o início da berma e o nível de espraimento. Assim, a pressão dinâmica pode ser obtida pela seguinte expressão:

$$P_{d(np)} = 0.5g\rho_w y \quad (4.4)$$

em que:

$$y = \frac{(R_u - A_c) \sin 15^\circ}{\sin \alpha \cos(\alpha - 15^\circ)} \quad (4.5)$$

$$R_u = \begin{cases} 0.4Ir_0H & Ir_0 < 2.5 \\ H & Ir_0 > 2.5 \end{cases} \quad (4.6)$$

e Ir_0 corresponde ao número de Iribarren, dado pela equação (3.5), R_u corresponde ao espraçamento e H a altura da onda. No caso de ondas irregulares, o período da onda corresponde ao período médio da onda, T_m ou ao período de pico da onda, T_p , e H é a altura da onda máxima, $H_{\max} = 1.8H_s$.

A pressão pseudo-hidrostática, P_{ph} , tem uma distribuição linear com valor máximo situado à cota w_f da base da superestrutura, de acordo com a Figura 4.4, e pode ser obtida por:

$$P_{ph} = \rho_w g (y + A_c - z) \quad (4.7)$$

Note-se que a coordenada vertical, z , que varia entre $w_f < z < y + A_c$, é medida relativamente ao nível de referência, NR, e é negativa se o nível de referência estiver a uma cota superior à cota da base da superestrutura (w_f) (ver Figura 3.12). Caso o nível de referência esteja a uma cota inferior à cota da base da superestrutura (w_f), z é positivo.

A pressão na base da superestrutura tem uma distribuição linear com valor nulo a sotamar da superestrutura e valor máximo a barlar, dado pela soma da pressão dinâmica e pressão pseudo-hidrostática. Estes autores não apresentaram as limitações na aplicação das equações (4.4) e (4.7).

4.3 Formulação de Pedersen, 1996

O método semi-empírico de Pedersen, 1996 baseia-se numa aproximação teórica semelhante à aproximação considerada por Günbak e Gökce, 1984 e em várias análises paramétricas dos resultados de ensaios realizados em modelo físico. Este autor considerou uma duração de ensaio correspondente a 5000 ondas ou mais e efectuou várias análises paramétricas variando quer as características da superestrutura como as de quebra-mar de talude e da própria agitação, de modo a diminuir o grau de incerteza no cálculo da força exercida pela onda na superestrutura. Na Figura 4.5 apresentam-se os intervalos de valores das grandezas que foram consideradas nos ensaios.

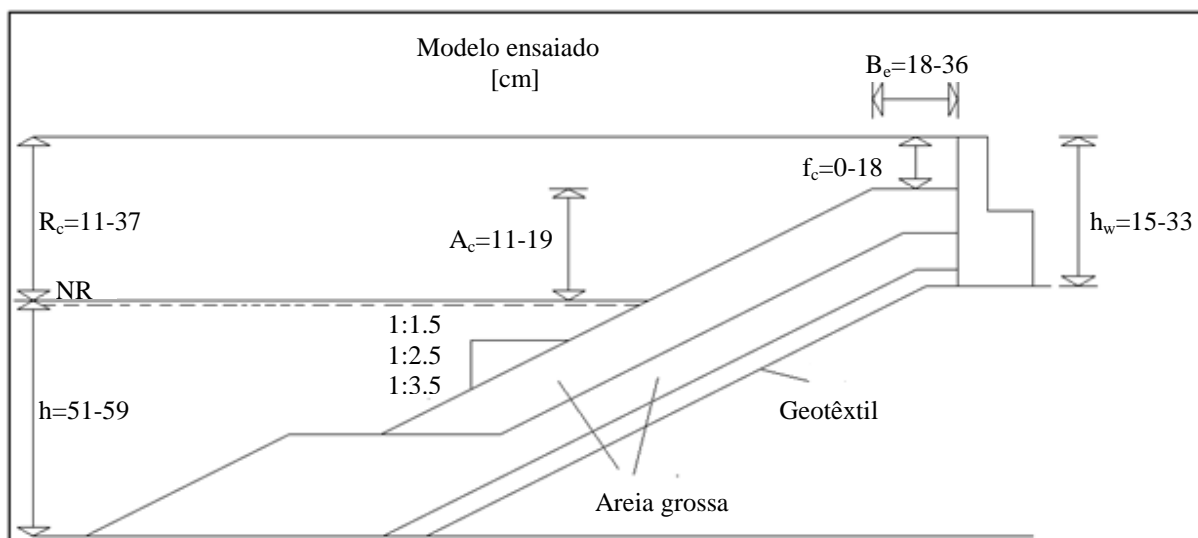


Figura 4.5: Secção transversal da superestrutura ensaiada por Pedersen, 1996 [adaptado de Pedersen, 1996].

Na Figura 4.5, R_c é a distância medida na vertical entre o nível de repouso (NR) e a cota de coroamento da superestrutura e f_c entre a berma e a cota de coroamento da superestrutura.

A rebentação mergulhante ($0.5 < Ir_{0m} < 3$) é uma rebentação bastante energética, mas uma grande quantidade de energia dissipa-se sobre o manto principal exterior quando este tiver $1 < \cot(\alpha) < 3$, o que faz com que haja uma diminuição da energia transmitida pela onda e uma redução do impacto da onda na superestrutura [Pedersen, 1996].

Da análise dos resultados dos ensaios, este autor concluiu que a força horizontal máxima ultrapassada por apenas 0.1% das ondas dos estados de mar considerados, $F_{h, 0.1\%}$, é função apenas da pressão dinâmica, ou seja, a contribuição da pressão pseudo-hidroestática é muito baixa relativamente à pressão dinâmica e pode ser desprezada. Assim, a distribuição de pressões no muro-cortina e na base da superestrutura assume-se ser semelhante à apresentada na Figura 4.6a). A Figura 4.6b) representa a forma da cunha de espraçamento proposta por Pedersen, 1996 e os respectivos parâmetros de cálculo, que se descrevem em seguida.

Este autor assumiu que a pressão dinâmica no muro-cortina, P_d , podia ser obtida como se fosse a pressão de estagnação correspondente à velocidade ascendente, v_0 , da onda no coroamento do manto exterior, isto é, a água, ao atingir o muro cortina com direcção perpendicular a esta, tem a velocidade v_0 .

$$v_0 = \sqrt{2g(R_{u,0.1\%} - A_c)} \quad (4.8)$$

Assim, a pressão de estagnação, P_d (N/m^2), pode ser calculada por:

$$P_{d(np)} = \rho_w g \frac{v_0^2}{2g} \quad (4.9)$$

$$P_d(np) = \rho_w g \frac{\left(\sqrt{2g(R_{u,0.1\%} - A_c)}\right)^2}{2g} = \rho_w g (R_{u,0.1\%} - A_c) \quad (4.10)$$

A pressão dinâmica na zona protegida da superestrutura é igual a metade da pressão dinâmica na zona não protegida, ou seja, $P_{d(p)} = 0.5P_{d(np)}$, de acordo com a Figura 4.6a).

O valor de $R_{u, 0.1\%}$ é dado pela equação (4.11) que foi obtida considerando que as ondas são irregulares e que o manto exterior é permeável [Van der Meer e Stam, 1992]:

$$R_{u,0.1\%} = \begin{cases} 1.12H_s Ir_{0m} & Ir_{0m} \leq 1.5 \\ 1.34H_s Ir_{0m}^{0.55} & Ir_{0m} > 1.5 \end{cases} \quad (4.11)$$

sendo Ir_{0m} o número de Iribarren dado pela equação (3.5), calculado com o período médio da onda, T_m , e a altura da onda significativa, H_s .

A expressão para calcular a força dinâmica horizontal no muro-cortina (N/m), que é ultrapassada por 0.1% das ondas dos estados de mar considerados, é [Pedersen, 1996]:

$$F_{h,0.1\%} = a \sqrt{\frac{L_{0m}}{B_e} \left(bP_{d(np)} y_{ef} + A \frac{P_{d(np)}}{2} h' \right)} \quad (4.12)$$

onde:

$$y_{ef} = \min \left[\frac{y}{2}, f_c \right] \quad (4.13)$$

$$y = \frac{R_{u,0.1\%} - A_c}{\sin \alpha} \frac{\sin 15^\circ}{\cos(\alpha - 15^\circ)} \quad (4.14)$$

$$A = \begin{cases} \frac{A_2}{A_1} & \text{se } A_2 < A_1 \\ 1 & \text{se } A_2 \geq A_1 \end{cases} \quad (4.15)$$

e a e b são coeficientes empíricos adimensionais.

A equação (4.12) foi ajustada aos valores da força, $F_{h, 0.1\%}$, obtidos nos 373 ensaios realizados por Pedersen, 1996 e os valores dos coeficientes a e b que permitiam obter uma melhor estimativa da força horizontal (menor desvio padrão) foram: $a=0.21$ e $b=1.6$, conforme se vê no Quadro 4.2. L_{0m} é o comprimento da onda em águas profundas correspondente ao período médio (T_m) e obtido através da equação (3.6), y_{ef} é a altura efectiva da zona de impacto da onda na superestrutura e toma valor zero para valores negativo de $y/2$ ($R_{u, 0.1\%} < A_c$), onde y é a altura da lâmina de água e será descrita no ponto

4.3.1, f_c é a distância medida na vertical entre o topo da berma e o topo da superestrutura ou a altura da superestrutura não protegida pela berma, de acordo com a Figura 4.6b) e h' é a distância medida na vertical entre a base da superestrutura e o topo da berma ou a altura da superestrutura protegida pela berma (ver Figura 4.6b).

As áreas A_1 e A_2 são calculadas pelas equações que se descrevem no ponto 4.3.2.

Quadro 4.2: Coeficientes empíricos, a e b , para o cálculo da força dinâmica horizontal numa superestrutura [adaptado de Pedersen, 1996].

Factores nas fórmulas	0.21	1.6	0.55	1
Desvio padrão	0.02	0.1	0.07	0.3

Este autor também deduziu as expressões que permitem calcular o momento flector de derrubamento, $M_{h, 0.1\%}$, equação (4.16), assim como a pressão na base a barlar da superestrutura, $P_{b(b), 0.1\%}$, equação (4.17), sendo ambos ultrapassados por apenas 0.1% das ondas dos estados do mar.

$$M_{h,0.1\%} = 0.55(h' + y_{ef})F_{h,0.1\%} \quad (4.16)$$

$$P_{b(b),0.1\%} = 1AP_{d(np)} \quad (4.17)$$

A pressão na base da superestrutura a sotamar, $P_{b(s)}$, é zero. O desvio padrão dos coeficientes apresentados nas equações (4.16) e (4.17) encontram-se apresentados no Quadro 4.2. A equação (4.12) só deve ser utilizada caso alguns parâmetros cumpram os limites de validade apresentados no Quadro 4.3.

Quadro 4.3: Limites de validade da equação (4.12) [adaptado de Pedersen, 1996].

Parâmetros	Símbolos	Limites de validade
Parâmetro de rebentação	Ir_{0m}	1,1-4,2
Altura da onda relativa	H_s/A_c	0,5-1,5
Nível de espraçamento relativo	R_c/A_c	1,0-2,6
Largura da berma relativa	A_c/B_e	0,3-1,0
Inclinação do manto exterior	$Cot(\alpha)$	1,5-3,5

4.3.1 Cálculo da altura da lâmina de água, y

A altura da lâmina de água, y , definida como a diferença entre a cota da berma e o nível de espraçamento no início da berma (ver Figura 4.6b), pode ser obtida através das relações trigonométricas apresentadas na Figura 4.7.

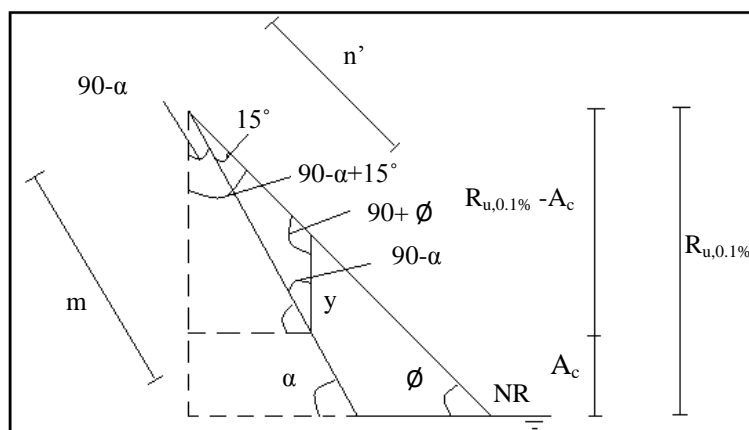


Figura 4.7: Definição de alguns parâmetros para o cálculo da altura da lâmina da água, y .

A distância formada pelo prolongamento do declive do manto exterior até ao extremo hipotético da cunha de espraçamento, m , (ver Figura 4.7) é dada pela seguinte expressão:

$$\sin \alpha = \frac{R_{u,0.1\%} - A_c}{m} \Rightarrow m = \frac{R_{u,0.1\%} - A_c}{\sin \alpha} \quad (4.18)$$

O ângulo \emptyset , que a cunha de espraçamento faz com a horizontal, é dado por:

$$180^\circ = 90^\circ + 90^\circ - \alpha + 15^\circ + \emptyset \Rightarrow \emptyset = \alpha - 15^\circ \quad (4.19)$$

Sabendo que n' é o lado oposto ao ângulo que y faz com m e aplicando a lei dos senos, vem que:

$$\frac{m}{\sin(90^\circ + \emptyset)} = \frac{y}{\sin 15^\circ} = \frac{n'}{\sin(90^\circ - \alpha)} \quad (4.20)$$

Substituindo as equações (4.18) e (4.19) na equação (4.20):

$$\frac{\frac{R_{u,0.1\%} - A_c}{\sin \alpha}}{\sin(90^\circ + \alpha - 15^\circ)} = \frac{y}{\sin 15^\circ} \Rightarrow y = \frac{(R_{u,0.1\%} - A_c) \sin 15^\circ}{\sin \alpha \sin(90^\circ + \alpha - 15^\circ)} \quad (4.21)$$

Sabendo que:

$$\sin(A \pm B) = \sin A \cos B \pm \cos A \sin B \quad (4.22)$$

A expressão $\sin(90^\circ + \alpha - 15^\circ)$ da equação (4.21) é tal que $A = 90^\circ$ e $B = \alpha - 15^\circ$, logo vem que:

$$\sin(90^\circ + \alpha - 15^\circ) = \sin 90^\circ \cos(\alpha - 15^\circ) \pm \cos 90^\circ \sin(\alpha - 15^\circ) = \cos(\alpha - 15^\circ) \quad (4.23)$$

Substituindo a equação (4.23) na equação (4.21), a expressão final da altura da lâmina da água, y , vem dada por:

$$y = \frac{(R_{u,0.1\%} - A_c) \sin 15^\circ}{\sin \alpha \cos(\alpha - 15^\circ)} \quad (4.24)$$

Günbak e Gökce, 1984 assumiram que a altura da zona de impacto da onda no muro-cortina era igual à altura da lâmina de água, ou seja, $y_{ef} = y$. No entanto, Pedersen, 1996 concluiu que os valores da altura da lâmina de água, y , calculados considerando que o vértice do nível de espraçamento faz um ângulo de 15° com a inclinação do talude, são aproximadamente o dobro dos valores medidos durante os ensaios nas zonas não protegidas da superestrutura. Por isso, foi necessário definir uma altura efectiva da zona de impacto.

4.3.2 Cálculo das áreas A_1 e A_2

Os resultados obtidos durante os ensaios foram comparados com os resultados obtidos pela equação (4.12), com o objectivo de otimizar os coeficientes empíricos, a e b , e verificou que as forças induzidas pelas ondas na parte protegida do muro-cortina foram sobrestimadas para as condições de agitação menos energética, onde o espraçamento raramente ultrapassava o nível da cota da berma [Pedersen, 1996].

Assim, foi necessário ter em conta as áreas A_1 e A_2 representadas na Figura 4.6b) através da razão entre A_2/A_1 , quando $A_2 < A_1$, e de 1 quando $A_2 \geq A_1$, em que A_1 corresponde à área formada pela berma mais a área que se obtém prolongando a base da berma até ao declive do manto exterior e pode ser obtida como se explica de seguida e na Figura 4.8.

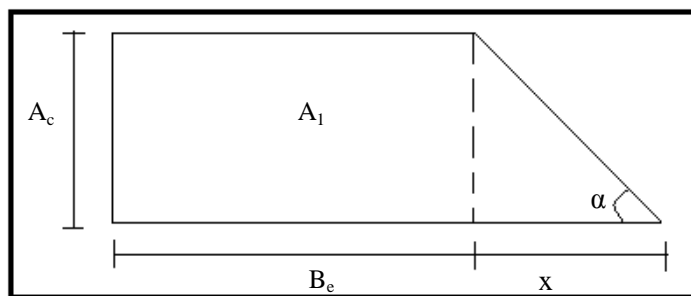


Figura 4.8: Área A_1 formada pela berma mais o prolongamento da base desta até à inclinação do manto exterior.

O prolongamento da base da berma até ao declive do manto principal exterior, x , de acordo com a Figura 4.8, é dado pela seguinte relação:

$$\tan \alpha = \frac{A_c}{x} \Rightarrow x = \frac{A_c}{\tan \alpha} \quad (4.25)$$

Assim, a área A_1 pode ser obtida pela seguinte expressão:

$$A_1 = B_e A_c + \frac{A_c x}{2} = B_e A_c + \frac{A_c}{2} \frac{A_c}{\tan \alpha} = A_c \left(B_e + \frac{0.5 A_c}{\tan \alpha} \right) \quad (4.26)$$

A área A_2 corresponde à área formada pela cunha de espraçamento com o declive do manto principal exterior prolongado até atingir o extremo da cunha de espraçamento, e pode ser calculada como se explica de seguida e de acordo com a Figura 4.9.

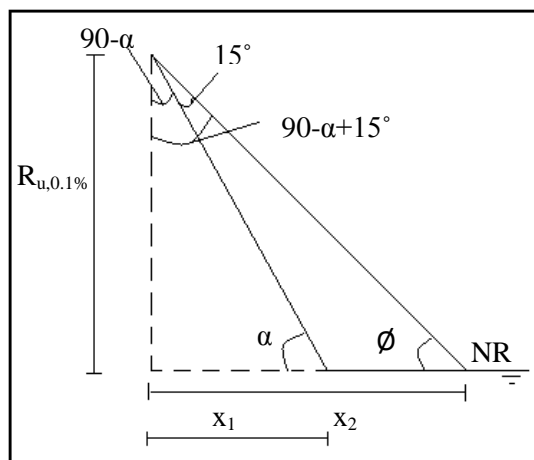


Figura 4.9: Área A_2 formada pela cunha de espraçamento com o declive do manto principal exterior prolongado até atingir o extremo da cunha de espraçamento.

Nesta figura, x_1 é a distância medida na horizontal entre a extremidade inferior de R_u e o declive do manto principal exterior, x_2 é a distância medida na horizontal entre a extremidade inferior de R_u e o declive do espraçamento.

O ângulo \emptyset , que a cunha de espraçamento faz com a horizontal (ver Figura 4.9), é dado por:

$$180^\circ = 90^\circ + 90^\circ - \alpha + 15^\circ + \emptyset \Rightarrow \emptyset = \alpha - 15^\circ \quad (4.27)$$

Assim,

$$\tan(\alpha - 15^\circ) = \frac{R_{u,0.1\%}}{x_2} \Rightarrow x_2 = \frac{R_{u,0.1\%}}{\tan(\alpha - 15^\circ)} \quad (4.28)$$

$$\tan \alpha = \frac{R_{u,0.1\%}}{x_1} \Rightarrow x_1 = \frac{R_{u,0.1\%}}{\tan(\alpha)} \quad (4.29)$$

A área A_2 pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$A_2 = \frac{R_{u,0.1\%}}{2} \left[\frac{R_{u,0.1\%}}{\tan(\alpha - 15^\circ)} - \frac{R_{u,0.1\%}}{\tan(\alpha)} \right] \quad (4.30)$$

4.4 Formulação de Martín *et al.*, 1999

A formulação semi-empírica de Martín *et al.*, 1999 baseia-se na interpretação do processo de espraçamento proposto por Günbak e Gökce, 1984, mas considerando que a pressão dinâmica e a pressão pseudo-hidrostática não ocorrem em simultâneo, mas em instantes diferentes [Braña e Guillén, 2004].

O método tem como hipótese principal a de que a onda rebenta antes de atingir a superestrutura e, para isso acontecer, é necessário garantir que o número de Iribarren, I_r , é superior a 3, ou seja, a rebentação terá que ser uma rebentação de fundo. Este método baseia-se em dados de agitação regular. No caso de se considerar agitação irregular, a altura da onda é a altura máxima da onda dada pela seguinte expressão:

$$H_{m\acute{a}x} = 1.8H_s \quad (4.31)$$

Um dos parâmetros fundamentais desta formulação e que o distingue dos outros métodos, é o espraçamento. Com base em trabalhos experimentais para ondas monocromáticas e incidência normal, a seguinte expressão permite calcular o espraçamento, R_u , num talude infinito [Losada *et al.*, 1981]:

$$\frac{R_u}{H} = A_u [1 - e^{(-B_u I r_0)}] \quad (4.32)$$

onde A_u e B_u são parâmetros empíricos que dependem da porosidade (n) dos materiais constituintes do manto exterior e podem ser obtidos através da Figura 4.10.

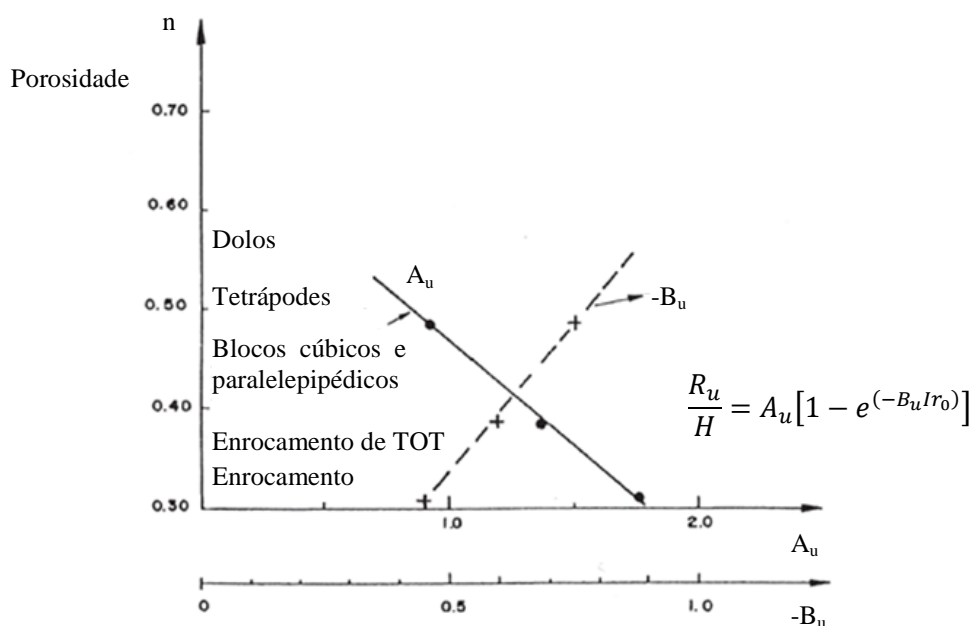


Figura 4.10: Coeficientes empíricos A_u e B_u para o cálculo de espraçamento em função da porosidade do material que constitui o manto exterior [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

Na Figura 3.12 pode-se observar que existe uma parte da superestrutura que se encontra protegida pelo manto exterior e outra parte não protegida. Embora a pressão dinâmica e a pressão pseudo-hidroestática ocorram antes e depois do instante de máximo espraçamento, respectivamente, assume-se que as forças máximas ocorrem em simultâneo com a ocorrência da máxima altura da lâmina de água, y .

Descreve-se de seguida a fórmula proposta por estes autores para o cálculo da pressão dinâmica nas zonas protegida (4.4.1) e não protegida (4.4.2), da pressão pseudo-hidroestática (4.4.3) e da pressão na base da superestrutura (4.4.4).

4.4.1 Pressão dinâmica na zona não protegida

A pressão dinâmica actuante na zona não protegida (np) da superestrutura, $P_{d (np)}$, é considerada constante e linearmente dependente da altura da lâmina de água, y no coroamento da berma. Pode ser calculada, para $z > A_c$, pela seguinte expressão:

$$P_{d (np)} = \beta \rho_w g y \quad (4.33)$$

O perfil de uma onda real (Figura 4.11a) no instante do máximo espraioamento pode ser aproximado por uma linha recta (Figura 4.11b) que define a altura da lâmina de água relativamente ao início da berma, variando entre zero (no nível do máximo espraioamento, $z = R_u$) e S_w (altura da lâmina de água relativamente ao nível de repouso) [Yamamoto e Horikawa, 1992].

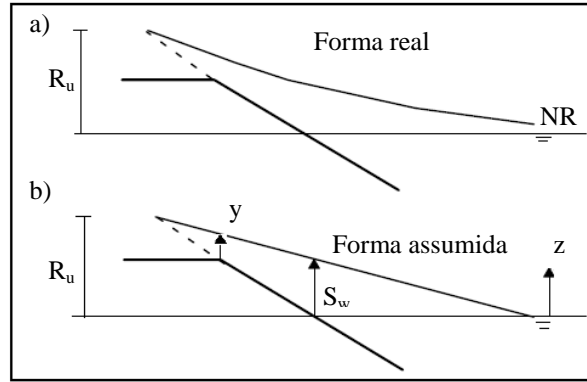


Figura 4.11: Perfil simplificado de espraioamento [adaptado de Martín *et al.*, 1999b].

A água que atinge a superestrutura está representada na Figura 4.11b) e a altura máxima da lâmina de água em qualquer nível z , é dada por:

$$y(z) = S_w \left(1 - \frac{z}{R_u} \right) \quad (4.34)$$

Assume-se que S_w é da ordem da altura da onda ($S_w = H$) e o valor de y relativamente ao nível da berma ($z = A_c$), vem dada por [Yamamoto *et al.*, 1992]:

$$y = H \left(1 - \frac{A_c}{R_u} \right) \quad (4.35)$$

O parâmetro adimensional β pode ser obtido tendo em conta o cálculo da pressão máxima induzida pela onda ao atingir a superestrutura, definida pela expressão [Martín *et al.*, 1999a]:

$$P_{máx.} = \rho_w C_f N_f^2 \frac{v_{zx}^2}{2g} \quad (4.36)$$

sendo que v_{zx} corresponde à componente horizontal da velocidade de propagação da onda sobre o manto exterior, dada pela equação:

$$v_{zx} = v_x \cos \alpha = \sqrt{2g(R_u - z)} \cos \alpha \quad (4.37)$$

Assim, a pressão máxima é definida pelo produto entre $C_f N_f^2$ e a pressão de estagnação devido à velocidade da frente de onda. N_f é um parâmetro adimensional dado por:

$$N_f = \frac{v_z}{\sqrt{gy}} \quad (4.38)$$

Substituindo as equações (4.35) e (4.37) na equação (4.38) com $z = A_c$, vem:

$$N_f = \frac{\sqrt{2g(R_u - A_c)}}{\sqrt{gH \left(1 - \frac{A_c}{R_u}\right)}} = \frac{\sqrt{2(R_u - A_c)}}{\sqrt{H \left(\frac{R_u - A_c}{R_u}\right)}} = \sqrt{\frac{2R_u}{H}} \quad (4.39)$$

Usando as equações (4.33), (4.35), (4.36), (4.37) e (4.39), para $z = A_c$, o parâmetro β vem dado por:

$$\begin{aligned} \rho_w C_f N_f^2 \frac{v_{zx}^2}{2g} &= \beta \rho_w g y \Leftrightarrow C_f \frac{2R_u}{H} \frac{2(R_u - A_c)g(\cos \alpha)^2}{2} \\ &= \beta g H \left(1 - \frac{A_c}{R_u}\right) \Leftrightarrow C_f \frac{2R_u(R_u - A_c)(\cos \alpha)^2}{H} = \beta H \left(1 - \frac{A_c}{R_u}\right) \\ \Leftrightarrow \beta &= \frac{\frac{C_f 2R_u(R_u - A_c)(\cos \alpha)^2}{H}}{H \left(\frac{R_u - A_c}{R_u}\right)} = 2C_f \frac{R_u^2}{H^2} (\cos \alpha)^2 = 2C_f \left[\frac{R_u}{H} \cos \alpha\right]^2 \end{aligned} \quad (4.40)$$

A equação (4.40) é válida somente se a componente horizontal da velocidade não for afectada da largura da berma. Esta hipótese foi experimentalmente verificada por alguns autores quando a largura da berma relativa não é inferior a 0.1 ($B_e/L > 0.1$).

O parâmetro C_f representa as oscilações de pressão de curta duração induzida pelo impacto da onda na superestrutura. Cumberbatch, 1960 verificou que este parâmetro depende somente do ângulo que a cunha de espraçamento faz com o declive do manto principal exterior, θ . Para ângulos de θ entre 22.5° e 45° , Cumberbatch, 1960 verificou que C_f toma valor de 1.4 e 2.1, respectivamente. Cross, 1967 propôs uma expressão que permite obter o coeficiente C_f [Martín *et al.*, 1999a]:

$$C_f = 1 + (\tan \theta)^{1.2} \quad (4.41)$$

Para estruturas pequenas (com pouca inércia) e/ou fundação rígida, Martín *et al.*, 1999 propõe que o valor de C_f seja 1.45 para $\theta = 27^\circ$. Substituindo este valor na equação (4.40), obtém-se a seguinte expressão:

$$\beta = 2.9 \left[\frac{R_u}{H} \cos \alpha \right]^2 \quad (4.42)$$

Para estruturas de grande dimensão (grande inércia) e/ou fundação elástica, estes autores propõem que o valor de C_f seja 1.0.

4.4.2 Pressão dinâmica na zona protegida

A pressão dinâmica na zona protegida da superestrutura, $P_{d(p)}$ é também considerada nesta formulação constante e proporcional à pressão dinâmica na zona não protegida, $P_{d(np)}$. No entanto, devido à existência dos materiais que constituem a berma, o valor de $P_{d(p)}$ será menor que o valor de $P_{d(np)}$. Esta redução é garantida pelo coeficiente empírico, λ , que é sempre menor do que 1 e pode ser obtida pela seguinte expressão:

$$P_{d(p)} = \lambda P_{d(np)} \quad (4.43)$$

Os valores experimentais de λ representados na Figura 4.12 mostram que este parâmetro varia entre 0.25 a 0.65. Estes valores estão de acordo com os resultados apresentados por Jensen, 1984 e por Günbak e Gökce, 1984, que mostravam uma redução em 50% na força horizontal na zona protegida da superestrutura.

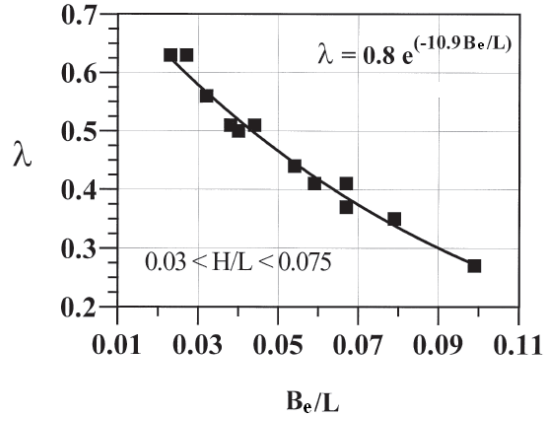


Figura 4.12: Valores de λ proposto por Martín *et al.*, 1999 [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

Os ensaios que deram origem à Figura 4.12 foram feitos com o declive da onda a variar entre 0.03 a 0.075 e os valores de λ só devem ser usados dentro deste limite de validade. A melhor aproximação para a curva da Figura 4.12 pode ser dada pela expressão seguinte:

$$\lambda = 0.8e^{(-10.9\frac{B}{L})} \quad (4.44)$$

em que o comprimento de onda local, L , obtido para período da pico, T_p , pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$L = \frac{2\pi}{k} \quad (4.45)$$

em que k corresponde ao número de onda e pode ser calculado através da equação de dispersão, dada por:

$$\sigma = \left(\frac{2\pi}{T_p}\right)^2 = gk \tanh(kd) \quad (4.46)$$

4.4.3 Pressão pseudo-hidrostática

A pressão pseudo-hidrostática, P_{ph} , é resultante do segundo pico de pressão, que se dá logo depois da ocorrência do máximo espreamento. As velocidades horizontais e verticais nesse instante são muito baixas, assim como as acelerações e o campo de pressões na superestrutura, que pode ser

considerado quase-hidrostático e com uma distribuição linear e contínua ao longo da superestrutura. Esta pressão é obtida para valores de z entre a base da superestrutura e $A_c + y$, pela seguinte equação:

$$P_{ph} = \mu \rho_w g (y + A_c - z) \quad (4.47)$$

O parâmetro μ é um factor adimensional que toma valores inferiores ou iguais a 1 e representa a hipótese admitida de que esta pressão é uma pressão pseudo-hidrostática. Foi obtido com base em ensaios experimentais para ondas monocromáticas e depende da declividade da onda (H/L) e da largura relativa da berma. A Figura 4.13 mostra os valores de μ e o parâmetro adimensional nb que relaciona a largura da berma com diâmetro nominal dos blocos que constituem os mantos, D_{n50} , dado por:

$$D_{n50} = \sqrt[3]{\frac{W}{\gamma_r}} \quad (4.48)$$

sendo W_t e γ_r o peso total e o peso específico dos materiais que constituem o manto, respectivamente. O comprimento da onda local, L , da Figura 4.13 é obtido através da equação (4.45).

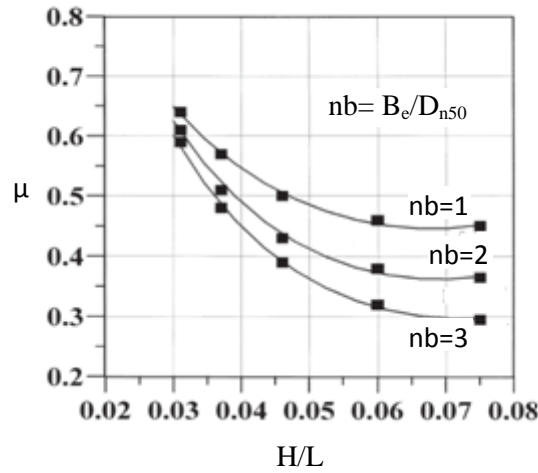


Figura 4.13: Valores de μ proposto por Martín *et al.*, 1999 [Martín *et al.*, 1999a].

A Figura 4.13 mostra que, para ondas com declive $H/L < 0.02$, a pressão pseudo-hidrostática é $\rho g z$ ($\mu = 1$), diminuindo para aproximadamente $0.5 \rho g z$ ($\mu = 0.5$), quando $H/L \approx 0.04$. Ao aumentar o declive da onda até o valor de 0.075 obtém-se uma aproximação assintótica para μ , que depende de número de blocos constituintes da berma, tomando valores de 0.45, 0.37 e 0.3 para um, dois e três blocos constituintes da berma, respectivamente.

A melhor aproximação para a curva da Figura 4.13 pode ser dada pela expressão seguinte:

$$\mu = ae^{c\left(\frac{H}{L}-b\right)^2} \quad (4.49)$$

Os parâmetros a, b e c estão apresentados Quadro 4.4.

Quadro 4.4: Coeficientes empíricos para o cálculo de μ [Martín *et al.*, 1999a].

B_e/D_{n50}	a	b	c
1	0,446	0,068	259
2	0,362	0,069	357,1
3	0,296	0,073	383,1

4.4.4 Pressão na base da superestrutura

Muitos autores consideram uma variação linear de pressão da onda na base da superestrutura. Losada *et al.*, 1993 aplicaram a teoria linear das ondas e obteve uma distribuição parabólica de pressão, para uma superestrutura impermeável apoiada sobre um meio poroso com porosidade entre 20% a 40%. Contudo, os resultados obtidos não diferem significativamente de considerar uma distribuição linear de pressão.

Martin *et al.*, 1999 consideram uma distribuição trapezoidal de pressão, uma vez que esta aproximação é conservativa e diverge menos que 10% das forças medidas durante os ensaios. Contudo, para simplificar este problema, optaram por propor uma distribuição linear de pressão, sendo no entanto necessário conhecer a pressão na base da superestrutura a barlar (P_{b (b)}) e a sotamar (P_{b (s)}), soma da pressão dinâmica e da pseudo-hidrostática.

A pressão dinâmica na base da superestrutura a barlar é aproximadamente igual à pressão dinâmica dada pela equação (4.43), enquanto a pressão dinâmica na base da superestrutura a sotamar é desprezável.

A pressão pseudo-hidrostática na base da superestrutura a barlar é igual à pressão pseudo-hidrostática no muro cortina. A pressão pseudo-hidrostática na base da superestrutura a sotamar só é significativa se a base da superestrutura estiver localizada próxima do nível de repouso.

Apresenta-se a seguir um resumo das equações para o cálculo das pressões actuantes na base da superestrutura:

a . A barlar da superestrutura:

- Pressão dinâmica: $P_{b (b)} = \lambda P_{d (p)} (z = w_f)$.
- Pressão pseudo-hidrostática: $P_{ph (b)} (z = w_f) = P_{b (b)}$.

b. A sotamar da superestrutura:

- A pressão dinâmica é desprezável: $P_{b(s)} = 0$.
- Pressão pseudo-hidrostática: $P_{ph(s)} = P_{b(s)}$.

A Figura 4.14 mostra a relação entre a pressão na base da superestrutura a sotamar, $P_{b(s)}$, e a pressão na base da superestrutura a barlamar, $P_{b(b)}$, com B/L , onde B é a largura da superestrutura e L é o comprimento da onda local dado pela equação (4.45). Cada curva representada corresponde a diferente porosidade, n , do material que se encontra sob a base da superestrutura.

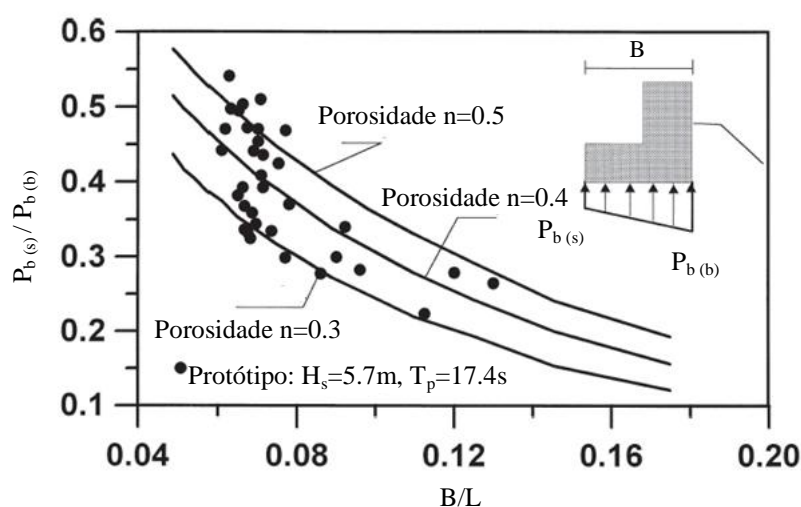


Figura 4.14: Pressão na base da superestrutura. Os pontos representam os resultados medidos durante o ensaio de quebra-mar Norte do Porto de Gijón ($n = 0.4$, aproximadamente) [adaptado de Martín *et al.*, 1999a].

Essas curvas não dependem nem da altura da onda, nem da profundidade. Este método, que permite calcular a pressão na base da superestrutura, é uma primeira aproximação deste valor, uma vez que as curvas da Figura 4.14 foram obtidas com base em teoria linear e os valores representados por estas curvas foram obtidos em ensaios com superestruturas baixas, onde há pouca entrada de ar. Para ampliar o seu domínio de aplicabilidade, devem realizar-se ensaios para o caso de superestruturas altas e assentes sobre um núcleo menos poroso, entre outros.

A Figura 4.14 mostra ainda alguns resultados experimentais realizados no protótipo, no quebra-mar Norte do Porto de Gijón (pontos a preto). Este quebra-mar é constituído por um manto exterior com 120 toneladas de blocos paralelepípedicos e um núcleo de 90 toneladas também de blocos paralelepípedicos, o que dá uma porosidade de aproximadamente $n = 0.4$. Este quebra-mar será analisado no capítulo 6 como um caso de estudo de aplicação das formulações abordadas nesta dissertação.

4.5 Enquadramento sintético das formulações

No capítulo anterior fez-se uma análise detalhada de cada uma das formulações disponíveis na bibliografia para a obtenção das pressões ou das forças induzidas pelas ondas numa superestrutura de um quebra-mar de talude. É unânime entre os autores das respectivas formulações que a superestrutura está sujeita a uma pressão variável no tempo (pressão dinâmica, P_d) e uma outra pressão hidrostática que, devido à pequena variação das velocidades e acelerações da onda, se denomina de pressão pseudo-hidrostática, P_{ph} .

A pressão dinâmica a que a superestrutura está sujeita é proporcional ao quadrado da velocidade com que a frente de onda atinge a superestrutura e proporcional à altura da lâmina de água que atinge a superestrutura, y . Além da pressão dinâmica existe a pressão pseudo-hidrostática que ocorre devido ao nível alcançado pela lâmina líquida durante o espraçamento.

A zona não protegida da superestrutura é atingida directamente pela onda após a sua rebentação no momento antes da ocorrência do máximo espraçamento. A onda atinge a zona protegida pelo manto principal (meio poroso) logo após o máximo espraçamento. Assim, a pressão, para além de depender de v_z , y e do tipo de rebentação, também depende das características do meio poroso.

Nas formulações descritas neste capítulo, com a excepção da formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, que é puramente empírica, as pressões horizontais são obtidas considerando-se que:

- A onda atinge a superestrutura após a rebentação e durante o processo de espraçamento.
- A pressão dinâmica na zona não protegida da superestrutura, $P_{d (np)}$, é uniforme e proporcional a $\rho_w g y$, em que y corresponde à altura da lâmina de água definida como a diferença entre a cota da berma e o nível de espraçamento no início da berma. A pressão dinâmica na zona protegida da superestrutura, $P_{d (p)}$, é uniforme mas inferior a $P_{d (np)}$ devido à presença do meio poroso.
- A pressão pseudo-hidrostática, P_{ph} , assume uma distribuição linear de pressões entre o nível máximo de espraçamento, onde é nula, e a base da superestrutura, onde é máxima.

No que diz respeito às pressões na base da superestrutura, nestas formulações considera-se que há uma distribuição triangular ou trapezoidal de pressões, decrescente desde barlar até sotamar (onde se considera que existe água em repouso).

No entanto, nem todos os autores consideram a pressão dinâmica e a pressão pseudo-hidrostática ou uma distribuição triangular ou trapezoidal de pressões na base da superestrutura. No Quadro 4.5 estão apresentados as principais diferenças entre cada uma das formulações, ou seja, os

tipos de formulações, as pressões/forças no muro-cortina e na base da superestrutura, e algumas observações que estão por detrás dessas formulações.

As formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 consideram a altura da onda significativa e o período de pico da onda quando aplicam a expressão que permite obter $F_{h,0.1\%}$ a ondas irregulares. Já Pedersen, 1996 considera a altura da onda significativa e o período médio da onda quando aplica a expressão que permite obter $F_{h,0.1\%}$ a ondas irregulares e Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999 consideram a altura da onda máxima e o período de pico da onda nas expressões que permitem obter as pressões induzidas quando se consideram ondas irregulares.

Quadro 4.5: Características gerais de cada fórmula de cálculo de forças em superestruturas.

Formulação	Tipo de formulação	Força/Pressão horizontal	Pressão na base	Observações
Jensen, 1984 e Bradbury <i>et al.</i> , 1988	Empírica	Considera que . P_d e P_{ph} são simultâneos . P_d é uniforme entre $w_c < z < w_f$ Calcula $F_{h,0.1\%}$	Triangular, nula a sotamar $P_b = P_h$ a barlamar	Baseada em ensaios com ondas regulares Não considera: . A velocidade da onda . O espraçamento
Pedersen, 1996	Semi-empírica	Despreza P_{ph} (só considera P_d) Calcula $F_{h,0.1\%}$	Triangular, nula a sotamar $P_b = 1AP_{d(np)}$ a barlamar	Baseada em ensaios com 5000 ondas, H_s Tem em conta: . O espraçamento . A velocidade da onda
Günbak e Gökce, 1984	Semi-empírica	Considera que . P_d e P_{ph} são simultâneos . $P_{d(np)}$ é uniforme entre $A_c < z < w_c$. $P_{d(p)}$ é trapezoidal e $= 0.5P_{d(np)}$ para $z = w_f$ e $= P_{d(np)}$ para $z = A_c$ Calcula P_d e P_{ph}	Triangular, nula a sotamar $P_b = P_{ph} + 0.5P_{d(np)}$ a barlamar	Baseada em ensaios com ondas regulares Tem em conta: . O espraçamento . A velocidade da onda
Martín <i>et al.</i> , 1999	Semi-empírica	Considera que . P_d e P_{ph} não são simultâneos . $P_{d(np)}$ é uniforme entre $A_c < z < w_c$. $P_{d(p)}$ é uniforme e $= \mu P_{d(np)}$ para $z < A_c$ Calcula P_d e P_{ph}	Triangular, nula a sotamar ou trapezoidal $P_b = P_{ph}$ ou $P_b = P_{d(p)}$ a barlamar	Baseada em ensaios de ondas regulares Tem em conta: . O espraçamento . A velocidade da onda

4.6 Coeficientes de segurança

Existem dois tipos de modelos de estabilidade que podem ser usados na análise de estabilidade de uma superestrutura: o modelo estático e o modelo dinâmico. O modelo estático baseia-se na comparação entre as forças máximas devidas às acções da onda e a força máxima de atrito estático na interface entre a base da superestrutura e a fundação, sem ter em conta a evolução das forças no tempo. O modelo dinâmico analisa e compara a resposta da superestrutura e da fundação com a

máxima resistência da interface fundação-superestrutura, comparando as forças de resistência ao longo do tempo.

As formulações apresentadas permitem obter as pressões induzidas pelas ondas na superestrutura e/ou as respectivas resultantes das forças. Com base nessas forças definem-se os coeficientes de segurança ao deslizamento, $C_{des.}$, e ao derrubamento, $C_{der.}$, que têm em conta os esforços favoráveis e desfavoráveis à estabilidade da superestrutura. Para que haja a estabilidade do sistema, recomenda-se que os coeficientes tomem valores superiores a 1.4 [Martín *et al.*, 1999b].

As equações (4.50) e (4.51) permitem verificar a estabilidade da superestrutura ao deslizamento e derrubamento, respectivamente:

$$C_{des} = \frac{v(W - F_b)}{F_h} \quad (4.50)$$

$$C_{der} = \frac{M_w - M_b}{M_h} \quad (4.51)$$

onde W é o peso próprio da superestrutura, F_b a resultante das forças na base da superestrutura, F_h é a resultante das forças no muro-cortina e M_w , M_b e M_h são os momentos devidos ao peso próprio da superestrutura, à força resultante na base desta e à força resultante no muro-cortina, respectivamente.

O coeficiente de atrito, v , entre a base da superestrutura e a fundação, depende da base da superestrutura, da natureza da fundação, dos processos construtivos e tem uma evolução no tempo que depende do regime de carga, da resposta e da idade da superestrutura. Nagai, 1973 propôs $v = 0.6$ para superestruturas com elevada inércia e assentes próximas do NR, enquanto Hamilton *et al.*, 1992, propôs $v = 0.5$ para superestruturas com pouca inércia e assentes próximas do coroamento do quebra-mar de talude [Martín *et al.*, 1999b].

5. ANÁLISES PARAMÉTRICAS DAS FORMULAÇÕES

As formulações descritas no capítulo anterior dependem de vários parâmetros, tanto característicos da agitação e do nível de água do mar como da geometria da superestrutura e do quebra-mar. Neste capítulo apresenta-se uma análise paramétrica das formulações, ou seja, as forças que actuam no muro-cortina são apresentadas graficamente, fazendo variar os parâmetros dos quais dependem. Esta análise é estendida aos casos em que a fórmula se encontra fora dos limites de aplicabilidade, já que muitas vezes a fórmula é aplicada mesmo estando fora dos limites de validade.

5.1 Formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988

A expressão empírica que permite obter a força máxima induzida pela onda na superestrutura proposta por estes autores depende da altura da onda relativa, H_s/A_c , da altura da superestrutura, h_w , e do período de pico da onda, T_p . Assim, pretende-se, com a análise que se segue, avaliar a influência desses parâmetros na força horizontal máxima induzida pela onda no muro-cortina e comparar esta avaliação com as conclusões que estes autores chegaram aquando da realização dos ensaios.

As Figuras 5.1 a 5.4 representam a variação da força horizontal máxima induzida pela onda no muro-cortina, $F_{h,0.1\%}$ (kN/m), dada pela equação (4.1), em função de alguns parâmetros. Essas figuras foram obtidas para a secção A da Figura 4.3, cujas características da agitação e da geometria da superestrutura se encontram apresentados no Quadro 5.1:

Quadro 5.1: Dados utilizados na equação (4.1) para a obtenção das Figuras 5.1 a 5.4.

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s ²	
a	-0.026	-	5.1 a 5.4
b	0.051	-	
h_w	18.35	m	5.1, 5.2 e 5.3
T_p	16	s	5.2 e 5.4
H_s	12	m	5.3
A_c	9.5	m	5.4

5.1.1 Influência da altura da onda relativa, H_s/A_c

A Figura 5.1 foi obtida utilizando os dados do Quadro 5.1 e mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ em função de H_s/A_c , para diferentes valores de T_p . Da análise da figura pode observar-se que a força

horizontal máxima é directamente proporcional à razão entre H_s/A_c , e aumenta à medida que o período de pico aumenta. Nota-se que para valores de H_s/A_c inferiores a 0.5, a força horizontal máxima é inferior a zero, o que significa que não existe qualquer acção da onda a actuar na superestrutura. No entanto, este valor está fora do limite de validade da fórmula, já que Jensen, 1984 estabelece que H_s/A_c não deve ser inferior a 0.76 e nem superior a 2.5, isto porque para valores de H_s/A_c inferiores a 0.76 a variação da força horizontal máxima é pouco significativo e para valores superiores a 2.5 a força horizontal máxima apresenta valores irrealistas.

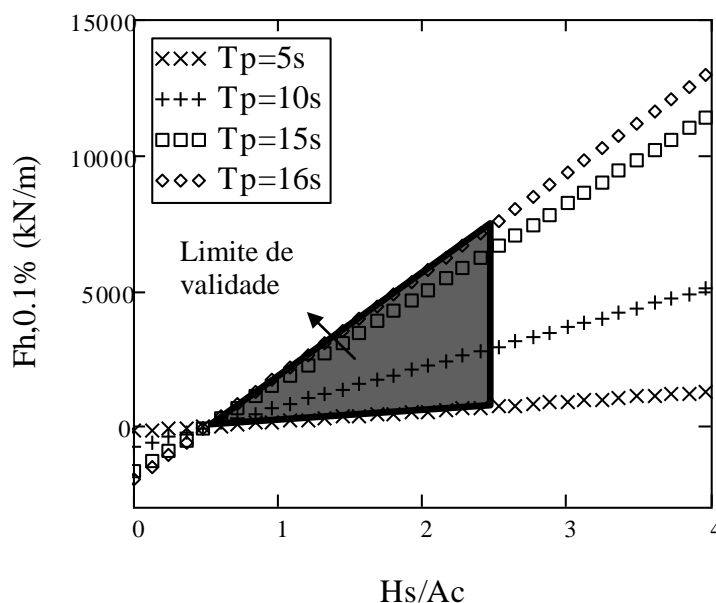


Figura 5.1: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s/A_c , para diferentes valores de T_p .

5.1.2 Influência da altura da onda significativa, H_s

Durante a realização dos ensaios, Jensen, 1984 verificou que a influência da variação do nível do mar podia ser expressa pela distância medida na vertical entre o nível médio do mar (NMM) ou o nível de repouso (NR) e o coroamento da berma, ou seja, A_c . A Figura 5.2 representa o andamento da força horizontal máxima com H_s , quer quando esta se encontra dentro do seu limite de validade (área assinalada e preenchida a cinzento na Figura 5.2 para $A_c=5.6\text{m}$ e 10.6m), quer quando se encontra fora do seu limite de validade. Para os casos em que se está dentro dos limites de validade da fórmula, a Figura 5.2 expressa a linearidade entre a força horizontal máxima e a altura da onda significativa e vê-se que, se a cota da berma for muito baixa relativamente ao NR ou vice-versa, o que implica que A_c seja baixo, a superestrutura estará sujeita a elevadas forças induzidas pela onda. Isto deve-se ao facto de, neste caso, haver grande parte da superestrutura que não está protegida pelos materiais que

constituem o manto principal, encontrando-se exposta à acção da onda, mais precisamente à pressão dinâmica devida à onda.

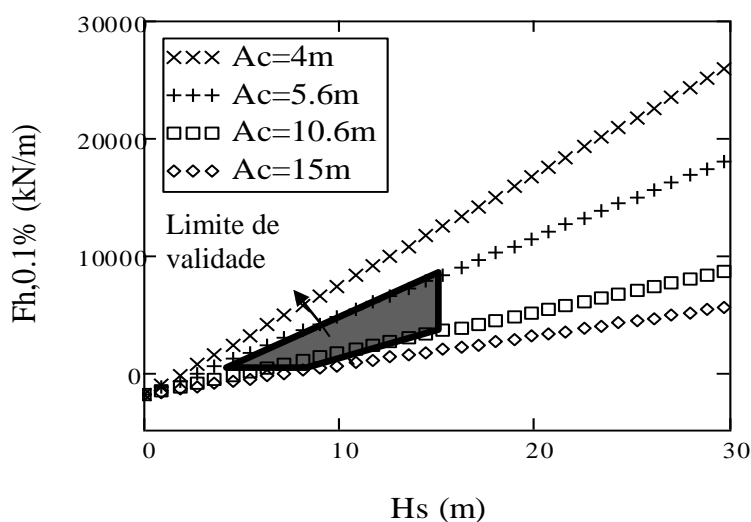


Figura 5.2: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c .

Os valores da força horizontal máxima são válidos para valores de A_c dentro do limite de validade da fórmula, ou seja, $5.6m \leq A_c \leq 10.6m$, $0.76 \leq H_s/A_c \leq 2.5$ e $0.016 \leq H_s/L_{0p} \leq 0.036$.

Quando $A_c = 5.6m$, $H_s = 0.76 \cdot 5.6 = 4.256m$, o que significa que a força horizontal máxima apresenta valores inferiores a zero ou próximos de zero para valores de H_s inferiores a 4.256m, conforme se pode ver na Figura 5.2. A mesma conclusão pode ser tirada quando $A_c = 10.6m$ em que $H_s = 8.056m$, ou seja, a força horizontal máxima apresenta valores inferiores a zero ou próximos de zero para valores de H_s inferiores a 8.056m.

Analisando o limite superior de H_s/A_c , ou seja, $H_s = 2.5 \cdot 5.6 = 14m$, verifica-se que a força horizontal máxima apresenta valores bastantes elevados para valores de H_s superiores a 14m. A mesma conclusão pode ser tirada quando $A_c = 10.6m$ em que $H_s = 26.5m$, ou seja, a força máxima horizontal apresenta valores bastantes elevados para valores de H_s superiores a 26.5m. Resumido, para $A_c = 5.6m$, $4.256m \leq H_s \leq 14m$ e para $A_c = 10.6m$, $8.056m \leq H_s \leq 26.5m$. No que diz respeito ao declive da onda, $H_s \leq 14.5m$ para que $0.016 \leq H_s/L_{0p} \leq 0.036$. Logo, quando $A_c = 10.6m$, $8.056m \leq H_s \leq 14.5m$ para que se possa analisar a força horizontal máxima dentro dos limites de validade da fórmula.

Quando se está fora dos limites de validade da formulação é necessário proceder à realização de ensaios, de modo a verificar se não há forças aplicadas à superestrutura quando estas são negativas ou, por exemplo, quando $A_c = 5.6m$, verificar se $F_{h,0.1\%}$ apresenta valores superiores ou inferiores aos representados na Figura 5.2.

5.1.3 Influência de período de pico da onda, T_p

A Figura 5.3 mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ em função de T_p , para diferentes valores de A_c e foi obtida com base nos dados apresentados no Quadro 5.1. Da análise da Figura 5.3 pode verificar-se que a força horizontal máxima cresce exponencialmente com o aumento do período e diminui com o aumento de A_c , quando se está dentro de limite de validade da formulação.

Os valores da força horizontal máxima encontram-se fora de limite de validade quando A_c toma valores inferiores a 5.6m e superiores a 10.6m. Em termos de limite de validade para o declive da onda, este encontra-se dentro do limite de validade para valores de período entre 14.6s-20s. Note-se que a força horizontal máxima praticamente não varia para períodos de pico baixos.

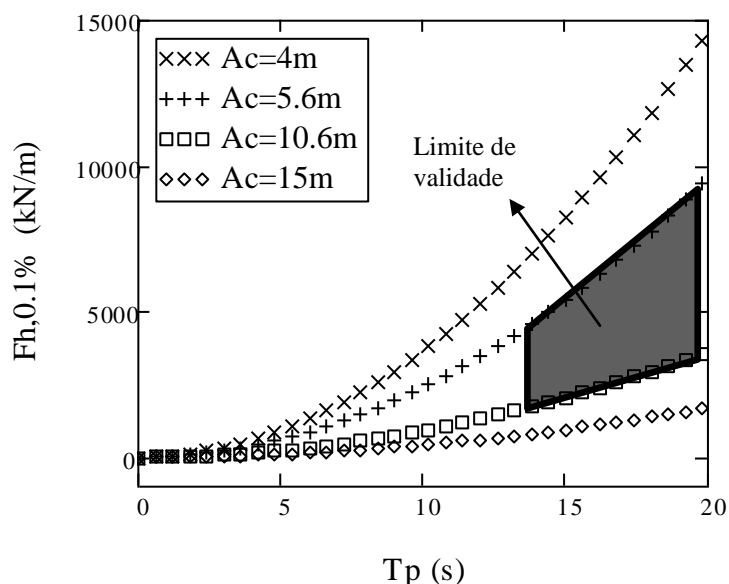


Figura 5.3: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_p , para diferentes valores de A_c .

5.1.4 Influência da altura da superestrutura, h_w

A Figura 5.4 foi obtida com base nos dados do Quadro 5.1 e mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ em função de h_w para diferentes valores de H_s . A força horizontal máxima tem uma variação pouco significativa para alturas da onda muito baixas. Note-se que, quando $F_{h,0.1\%}$ estiver dentro de limite de validade da fórmula, a força horizontal máxima aumenta com a altura da superestrutura e esse aumento é superior para os maiores valores da altura da onda significativa.

No entanto, para valores de H_s inferiores a 7.2m ($H_s \geq 0.76A_c$) e superiores a 23.75m ($H_s \leq 2.5A_c$), sabendo que $A_c = 9.5m$, a força horizontal máxima encontra-se fora de limite de validade. No

que diz respeito ao declive da onda, esta falha o limite de validade quando a altura da onda significativa toma valores inferiores a 6.5m e superiores a 14.5m. Resumido, $7.2\text{m} \leq H_s \leq 14.5\text{m}$ para que se possa analisar $F_{h,0.1\%}$ dentro dos limites de validade da fórmula.

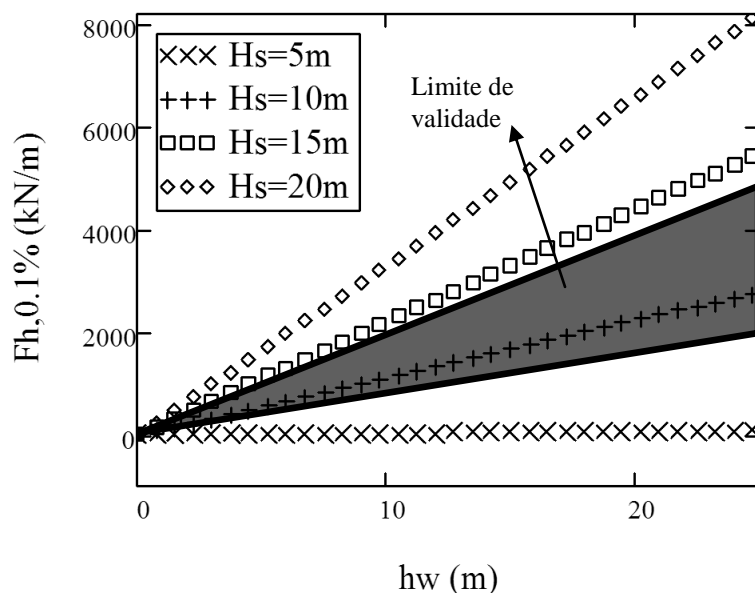


Figura 5.4: Variação de $F_{h,0.1\%}$ com h_w para diferentes valores de H_s .

5.2 Formulação de Günbak e Gökce, 1984

A formulação semi-empírica de Günbak e Gökce, 1984 depende do espreadimento, que é função do declive do manto principal exterior e do período de pico da onda, no caso em que $Ir_{0p} < 2.5$. No entanto, no caso em que $Ir_{0p} > 2.5$, a força horizontal máxima não depende do período, ou seja, é a mesma para qualquer valor do período. Com o objectivo de poder comparar as diferentes formulações em termos de forças horizontais máximas induzidas pela onda no muro-cortina, as figuras seguintes foram obtidas com base na resultante das pressões dinâmica e pseudo-hidroestática dada pela equação (5.1):

$$\begin{aligned}
 F_h &= 0.5\rho_w g y^* f_c^* + (0.5g\rho_w y^* + 0.5g\rho_w y^* 0.5)h' 0.5 \\
 &\quad + \rho_w g (y + A_c - z)(h' + y)0.5 \\
 &= 0.5\rho_w g y^* f_c^* \\
 &\quad + 0.375\rho_w g y^* h' + \rho_w g (y + A_c - z)(h' + y)0.5
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

A primeira parcela da equação (5.1) corresponde à resultante da pressão dinâmica na zona não protegida do muro-cortina, sendo que f_c^* corresponde ao mínimo entre f_c e y^* .

A segunda parcela corresponde à resultante da pressão dinâmica na zona protegida do muro-cortina. Quando y^* for menor ou igual a zero, não existe pressão dinâmica induzida pelas ondas na superestrutura, por isso y^* da primeira e da segunda parcela toma o maior valor entre o obtido pela equação (4.5) e zero. A terceira parcela corresponde à resultante da pressão pseudo-hidrostática.

A força dinâmica na zona da superestrutura não protegida corresponde à metade da pressão dinâmica nesta zona, enquanto na zona da superestrutura protegida a força dinâmica corresponde a 0.375 da pressão dinâmica nesta zona. Isto vai implicar que, na análise que se segue, dependendo das condições da agitação, quando $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$ a força horizontal máxima pode ser inferior ou superior à força horizontal máxima quando $h'=25\text{m}$ e $f_c=0\text{m}$.

5.2.1 $Ir_{0p} > 2.5$

No Quadro 5.2 estão apresentados os valores dos parâmetros usados para o cálculo da força (equação 5.1) e para a obtenção das figuras que mostram a variação da força com diferentes grandezas (Figuras 5.6 a 5.10) tendo em conta que os cálculos foram feitos para $H = H_{\text{máx}} = 1.8H_s$ (para ondas irregulares) e para Ir_{0p} dado pela equação (3.5), utilizando-se o período de pico no cálculo de L_0 . É de referir ainda que, para que $Ir_{0p} > 2.5$, é necessário que $T_p \geq 14\text{s}$, $H_s \leq 12\text{m}$ e $\cot(\alpha) = 1.5$.

Quadro 5.2: Dados utilizados na equação (5.1) para a obtenção das Figuras 5.6 a 5.9.

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
h'	13.5	m	5.6 e 5.8
f_c	4.85	m	5.6 a 5.9
T_p	14	s	-
H_s	12	m	5.9
A_c	9.5	m	5.7 a 5.9
$\cot(\alpha)$	1.5	°	5.6, 5.8 e 5.9
z	0	m	5.6 a 5.8

5.2.1.1 Variação de espraçamento, R_u e do número de Iribarren, Ir_{0p} com H_s , T_p e $\cot(\alpha)$

A expressão que permite obter o espraçamento, R_u , quando $Ir_{0p} > 2.5$ é dada pela equação (4.6) e os resultados estão representados na Figura 5.5a) para diferentes valores da altura da onda significativa, H_s .

Para estudar a variação de Ir_{0p} com as características da agitação, a Figura 5.5b) foi obtida considerando T_p variável entre 14s e 20s e $H_s \leq 12m$ para $cot(\alpha) = 1.5$. As Figuras 5.5c) e d) foram obtidas considerando os dados apresentados no Quadro 5.3, de modo a que $Ir_{0p} > 2.5$ para os diferentes valores de $cot(\alpha)$.

Quadro 5.3: Dados utilizados nas equações (3.5) e (5.1) para a obtenção das Figuras 5.5c) e d), 5.7a) e b).

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
$Cot(\alpha) = 1.0$	$T_p \geq 16$	s	5.5c) e d), 5.7a) e b)
	$H_s \leq 12$	m	
$Cot(\alpha) = 1.5$	$T_p \geq 14$	s	
	$H_s \leq 12$	m	
$Cot(\alpha) = 3.5$	$T_p \geq 20$	s	
	$H_s \leq 4.5$	m	
$Cot(\alpha) = 4.0$	$T_p \geq 20$	s	
	$H_s \leq 3.4$	m	

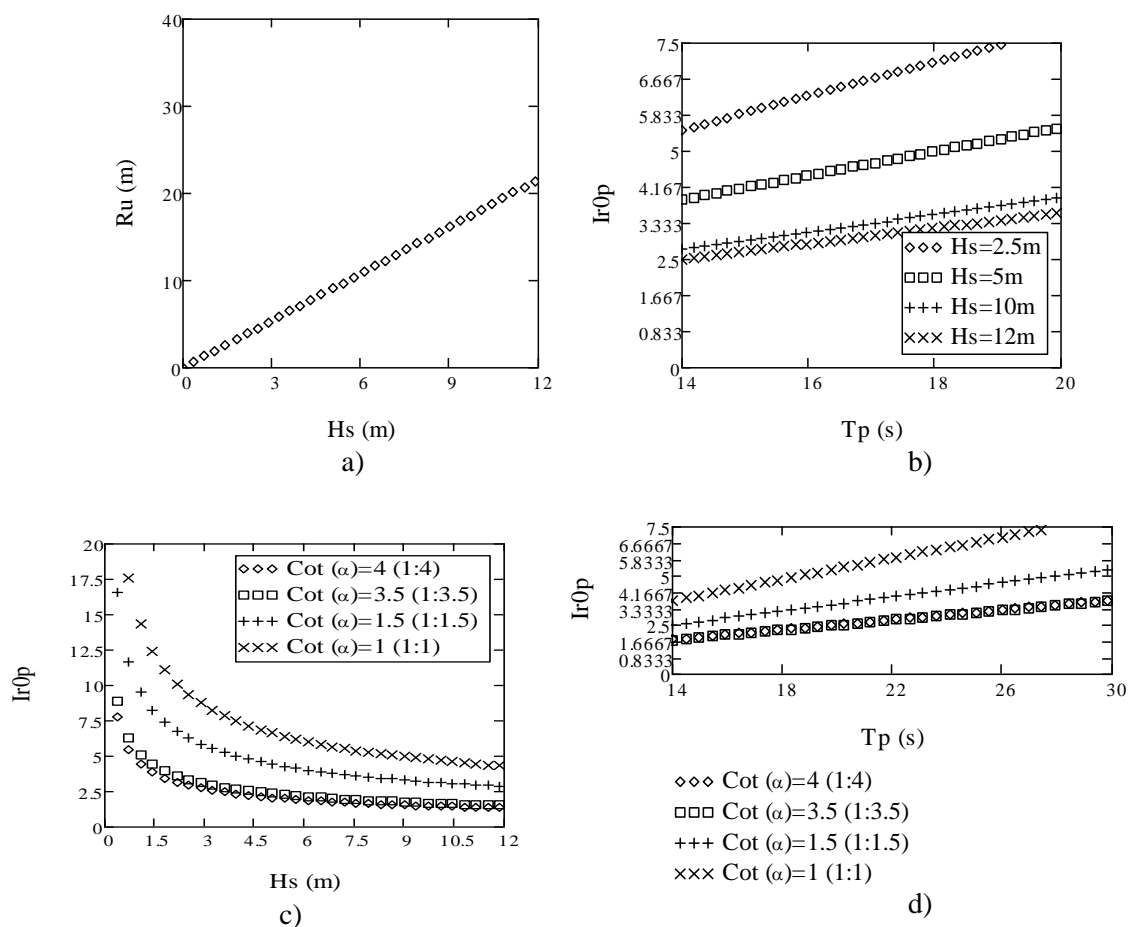


Figura 5.5: a) Variação de R_u com H_s . b) Variação de Ir_{0p} com T_p para diferentes valores de H_s . c) Variação de Ir_{0p} com H_s para diferentes valores de $cot(\alpha)$. d) Variação de Ir_{0p} com T_p para diferentes valores de $cot(\alpha)$.

Da análise das figuras acima, pode concluir-se que R_u varia linearmente com H_s e que Ir_{0p} aumenta com o aumento de T_p e com a diminuição da $cot(\alpha)$ e de H_s . Como a variação da força horizontal máxima é função essencialmente de R_u , que por sua vez é função apenas de H_s , não é expectável que varie significativamente com os outros parâmetros que serão analisados no ponto 5.2.1.

5.2.1.2 Influência da altura da onda significativa, H_s

A Figura 5.6 representa a variação da força horizontal máxima induzida pela onda com a altura de onda significativa, para diferentes valores de A_c e foi obtida para as condições de agitação, dimensões da superestrutura e de quebra-mar de talude apresentados no Quadro 5.2. A força horizontal máxima aumenta à medida que H_s aumenta e A_c diminui. No entanto, a influência de A_c é muito reduzida e não é linear.

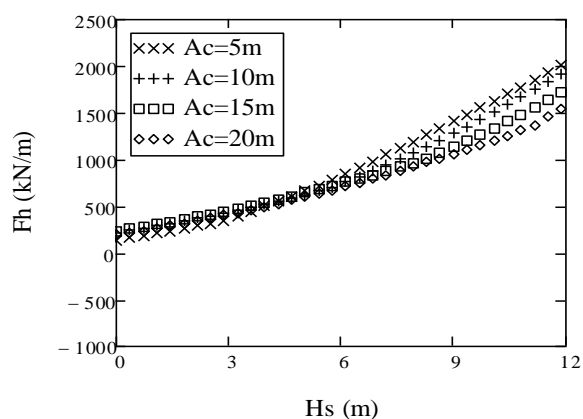


Figura 5.6: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de A_c .

5.2.1.3 Influência do declive do manto principal, α

A Figura 5.7 mostra a variação da força horizontal máxima com H_s para $cot(\alpha) = 1.0$ e $cot(\alpha) = 1.5$ (Figura 5.7 a) e $cot(\alpha) = 3.5$ e 4 (Figura 5.7 b). Estas figuras foram obtidas separadamente com o objectivo de representar a variação da força horizontal máxima somente para o caso do $Ir_{0p} > 2.5$, já que, de acordo com o Quadro 5.3, para $cot(\alpha) = 1.0$ e 1.5, $Ir_{0p} > 2.5$ se $H_s \leq 12m$, enquanto para $cot(\alpha) = 3.5$ e 4, $Ir_{0p} > 2.5$ se $H_s \leq 4.5m$ e 3.4m, respectivamente. Para $cot(\alpha) = 3.5$ e 4 optou-se por considerar $H_s \leq 3.4m$. Os restantes parâmetros (f_c , h' , B_e e A_c) usados para o traçado destas figuras são apresentados no Quadro 5.2.

As Figura 5.7a) e b) mostra que a força horizontal máxima aumenta, para $H_s > 5\text{m}$ (ver Figura 5.7a), à medida que H_s aumenta, tal como se tinha verificado anteriormente, e quando $\cot(\alpha)$ diminui.

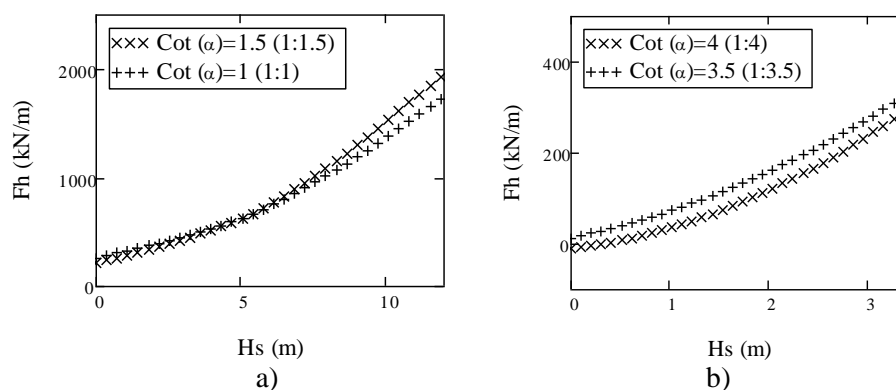


Figura 5.7: a) Variação de F_h com H_s para $\cot(\alpha) = 1.0$ e 1.5 . b) Variação de F_h com H_s para $\cot(\alpha) = 3.5$ e 4.5 .

No entanto, para valores da altura da onda significativa muito baixos, $H_s < 5\text{m}$, não há pressão dinâmica, ou seja, a variação da força horizontal máxima só depende da pressão pseudo-hidroestática e a sua variação com H_s é pouco significativa. Para $\cot(\alpha) = 4$ (Figura 5.7b) a força horizontal máxima toma valores negativos para $H_s < 0.30\text{m}$, o que significa que, para estas alturas de onda, a superestrutura não é solicitada pela onda ou que a fórmula está fora dos seus limites de validade.

5.2.1.4 Influência da altura da superestrutura, h_w

A Figura 5.8, obtida a partir dos dados do Quadro 5.2, mostra, em ordenada, a força horizontal máxima e em abcissa a altura da onda significativa para diferentes valores de h' e f_c .

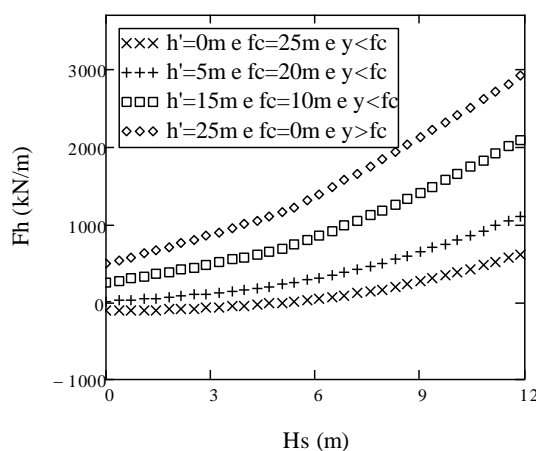


Figura 5.8: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c .

Para $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$ e para $H_s \leq 5.3\text{m}$ não existe pressão dinâmica ($R_u < A_c$) mas apenas pressão pseudo-hidrostática, que toma valores inferiores a zero porque $h'=0$ e $y < 0$, conforme se pode ver na equação (5.1). Para $H_s > 5.3\text{m}$, a variação da força horizontal máxima com H_s quando $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$ é inferior à variação da força horizontal máxima com H_s quando $h'=25\text{m}$ e $f_c=0\text{m}$ porque, no caso em que $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$, a resultante da pressão dinâmica na zona da superestrutura não protegida não depende de f_c mas sim de y , que é muito inferior a f_c , ou seja, a onda não chega a actuar em toda a altura da superestrutura não protegida. Já no caso em que $h'=25\text{m}$ e $f_c=0\text{m}$, a variação da força horizontal máxima é maior do que no caso em que $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$, porque, da análise da equação (5.1), conclui-se que se $f_c=0$, F_h é menor do que se $f_c > 0$, já que, se $f_c=0$, a pressão dinâmica que deveria actuar na zona da superestrutura não protegida corresponde ao galgamento. Se $f_c > 0$, a pressão dinâmica actua na zona da superestrutura não protegida o que faz aumentar a pressão na superestrutura e a resultante desta. Assim, e para os casos estudados, quanto maior for h' e f_c maior será a variação da força horizontal máxima com H_s .

Não existe informação disponível sobre a resultante das pressões na superestrutura quando esta está sujeita apenas a pressão pseudo-hidrostática inferior a zero.

5.2.1.5 Influência da coordenada vertical medida relativamente a um nível de referência, z

A Figura 5.9 mostra a variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c , para o caso em estudo. De acordo com a Figura 5.9 a força horizontal máxima aumenta à medida que z se aproxima (z é positivo) ou se afasta de zero (z é negativo). Para valores de z superiores a 20m a força horizontal máxima toma valores inferiores a zero porque a parcela pseudo-hidrostática da resultante da pressão é negativa e superior à parcela dinâmica. Isto permite concluir que se a cota da base da superestrutura, w_b , estiver muito acima do nível de referência, em que z toma valores positivos, praticamente não haverá forças induzidas pelas ondas na superestrutura.

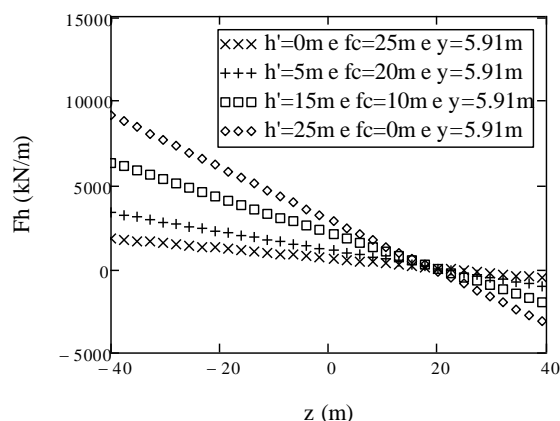


Figura 5.9: Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c .

Tal como no caso da variação de H_s , também com z a variação da força horizontal máxima quando $h'=25\text{m}$ e $f_c=0\text{m}$ é superior à variação da força horizontal máxima quando $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$, pelas mesmas razões explicadas anteriormente. Assim, neste caso pode concluir-se que quanto maior for h' e f_c maior será a variação da força horizontal máxima.

5.2.2 $Ir_{0p} < 2.5$

Para que o número de Iribarren seja inferior a 2.5 é necessário adoptar novos valores de T_p e de H_s , conforme se pode ver no Quadro 5.4. Além dos valores apresentados neste quadro e de forma a obter $Ir_{0p} < 2.5$, as figuras seguintes foram obtidas para valores de $H_s \geq 14\text{m}$ e $T_p \leq 15\text{s}$ quando $\cot(\alpha) = 1.5$.

Quadro 5.4: Dados utilizados na equação (5.1) para a obtenção das Figuras 5.10a) e b), 5.13 a 5.17.

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
h'	13.5	m	5.13, 5.14 e 5.15
f_c	4.85	m	5.13, 5.14 e 5.15
T_p	15	s	5.13, 5.16 a 5.18
H_s	14	m	5.14 e 5.17
A_c	9.5	m	5.15 a 5.18
$\cot(\alpha)$	1.5	°	5.10a) e b), 5.13, 5.14, 5.16,
z	0	m	5.13 a 5.16

5.2.2.1 Variação de espraçamento, R_u e do número de Iribarren, Ir_{0p} com H_s , T_p e $\cot(\alpha)$

A equação (4.6) permite obter o espraçamento, R_u quando $Ir_{0p} < 2.5$. Neste caso, R_u depende de T_p e do declive do manto principal exterior, logo é expectável que a força horizontal máxima varia com T_p . As Figuras 5.10a) e b) foram obtidas para $\cot(\alpha) = 1.5$ (Quadro 5.4). A Figura 5.10a) representa a variação de R_u com T_p para diferentes valores de H_s e mostra que quanto maior for T_p e H_s maior será o R_u . A Figura 5.10b) representa a variação de Ir_{0p} com T_p e H_s . Embora Ir_{0p} seja o mesmo para todos os autores e, como tal, a sua variação com os parâmetros já tenha sido analisada anteriormente, esta figura é apresentada por permitir verificar graficamente os valores de H_s e T_p que levam a que $Ir_{0p} < 2.5$.

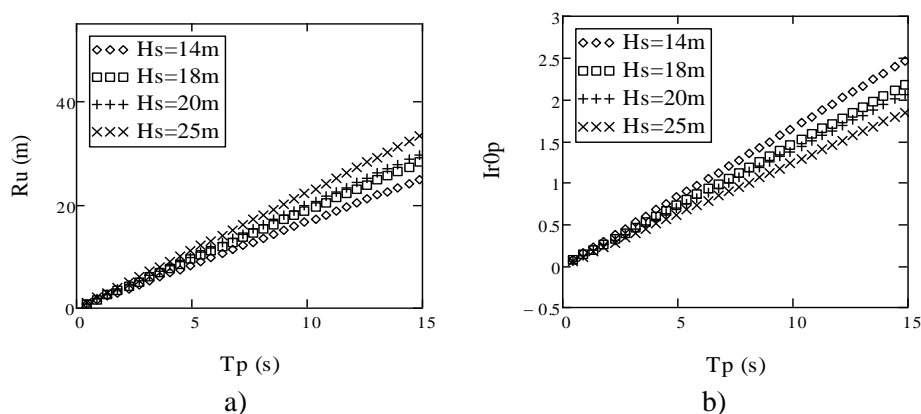


Figura 5.10: Variação de R_u com T_p para diferentes valores de H_s .

A Figura 5.11a) foi traçada considerando $T_p = 10s$ para $\cot(\alpha) = 1$ e $T_p = 15s$ para $\cot(\alpha) = 1.5, 3.5$ e 4 , para que $Ir_{0p} < 2.5$ (ver Figura 5.11b). $H_s \geq 14m$ para qualquer valor de $\cot(\alpha)$. Da análise desta figura, pode verificar-se que, quando $\cot(\alpha)$ diminui e H_s aumenta, R_u aumenta.

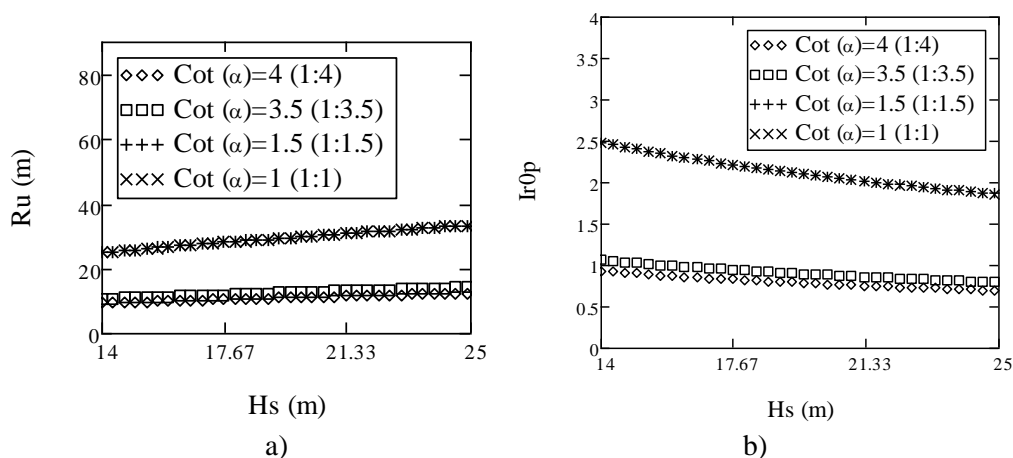


Figura 5.11: Variação de R_u com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

A Figura 5.12a) foi obtida considerando $H_s \geq 14\text{m}$ e $T_p = 15\text{s}$ para $\cot(\alpha) = 1.5, =3.5$ e $=4$ e $T_p < 10\text{s}$ para $\cot(\alpha) = 1$, de modo a que $Ir_{0p} < 2.5$ (Figura 5.12 b). A variação de R_u com T_p é linear para todos os valores de $\cot(\alpha)$ testados e aumenta quando T_p aumenta e $\cot(\alpha)$ diminui.

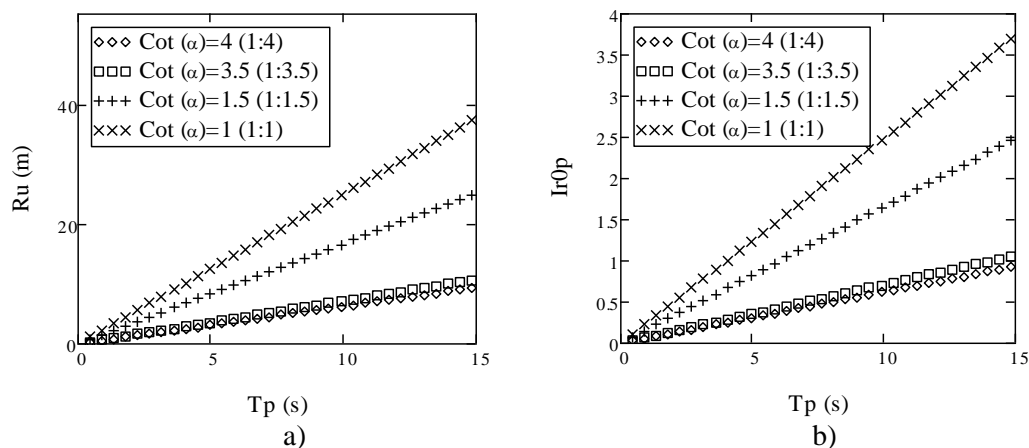


Figura 5.12: a) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

5.2.2.2 Influência da altura da onda significativa, H_s

A Figura 5.13 foi obtida para $T_p = 15\text{s}$ e $\cot(\alpha) = 1.5$ (Quadro 5.4). Da análise desta figura nota-se que existe alguma variação da força horizontal máxima com o nível relativo da berma, A_c , que aumenta com o aumento de H_s e com a diminuição de A_c . Esta variação depende também do valor de Ir_{0p} : se se comparar o caso de $Ir_{0p} > 2.5$ (Figura 5.6) com $Ir_{0p} < 2.5$ (Figura 5.13), vê-se que a força horizontal máxima varia muito mais rapidamente com H_s quando $Ir_{0p} < 2.5$. Esta diferença pode dever-se à diferença do tipo de rebentação que ocorre em cada um dos dois casos.

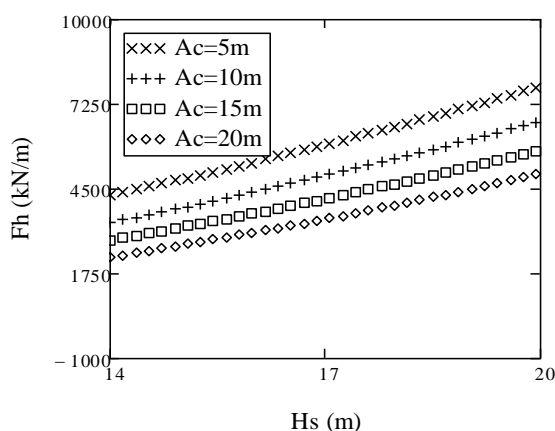


Figura 5.13: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de A_c .

5.2.2.3 Influência de período de pico da onda, T_p

No caso em que o $Ir_{0p} < 2.5$, a força horizontal máxima depende do período de pico através da expressão do espreamento. Assim, a Figura 5.14 mostra a variação de F_h com T_p e foi obtida considerando $H_s = 14\text{m}$ e $\cot(\alpha) = 1.5$ (ver Quadro 5.4). Da análise desta figura verifica-se que a variação da força horizontal máxima é maior quanto maior for T_p e, para $T_p > 5\text{s}$, quanto menor for o nível A_c . No entanto, a variação de F_h com A_c é pouco significativa para períodos de pico muito baixos ($T_p \leq 5\text{s}$), para os quais não existe pressão dinâmica induzida pela onda na superestrutura, ou seja, a variação da força horizontal máxima só depende da pressão pseudo-hidrostática, que é independente de A_c .

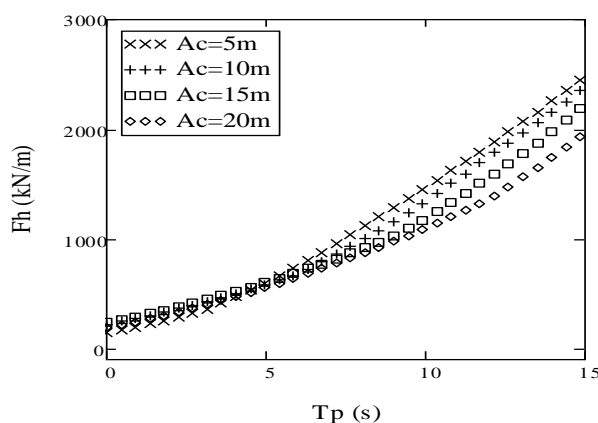


Figura 5.14: Variação de F_h com T_p para diferentes valores de A_c .

5.2.2.4 Influência do declive do manto principal, α

As características da agitação consideradas para a obtenção da Figura 5.15, com o objectivo de obter o $Ir_{0p} < 2.5$, foram as seguintes: $H_s \geq 14\text{m}$ e $T_p = 15\text{s}$ para $\cot(\alpha) = 1.5, = 3.5$ e $= 4$, $H_s \geq 14\text{m}$ e $T_p = 10\text{s}$ para $\cot(\alpha) = 1$. Os restantes dados usados no traçado desta figura são apresentados no Quadro 5.4.

Assim, a Figura 5.15 mostra a variação da força horizontal máxima com H_s para $1 \leq \cot(\alpha) \leq 4$. Verifica-se que F_h aumenta com o aumento do declive do manto principal exterior (diminuição de $\cot(\alpha)$) e com H_s , o que se verificou no caso de $Ir_{0p} > 2.5$ (Figura 5.7). Também neste caso a variação da força horizontal máxima com H_s é pouco significativa.

O facto de se ter utilizado um valor de T_p diferente consoante o valor de $\cot(\alpha)$, de forma a obter $Ir_{0p} < 2.5$, justifica a variação da força horizontal máxima ser menor para $\cot(\alpha) = 1$ do que para $\cot(\alpha) = 1.5$; para $\cot(\alpha) = 1$ utilizou-se um período de pico inferior do que para $\cot(\alpha) = 1.5$, fazendo com que o Ir_{0p} seja menor e, por conseguinte, a variação da força horizontal máxima seja menor.

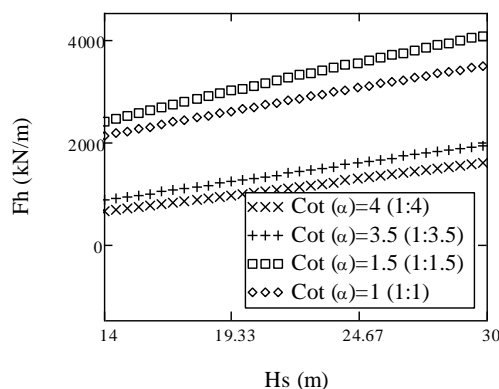


Figura 5.15: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

5.2.2.5 Influência da altura da superestrutura, h_w

Os dados da agitação, da superestrutura e do quebra-mar de talude usados no traçado da Figura 5.16, onde se mostra a variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c , encontram-se apresentados no Quadro 5.4.

A força horizontal máxima tem, como se viu anteriormente, uma variação linear com H_s , aumentando com o aumento de H_s e também com o aumento de h' e f_c (Figura 5.16). Esta variação é menos significativa no caso de $Ir_{0p} > 2.5$ (Figura 5.8) do que neste caso. Note-se que a força horizontal máxima é maior quanto maior for h' e f_c .

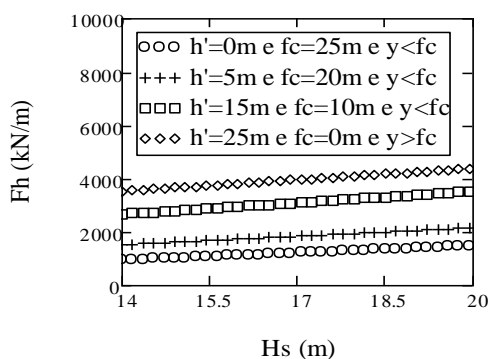


Figura 5.16: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c .

5.2.2.6 Influência da coordenada vertical medida relativamente a um nível de referência, z

No Quadro 5.4 encontram-se apresentados os dados utilizados na elaboração da Figura 5.17, onde se apresenta a variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c . Da análise desta figura, pode verificar-se que a variação da força horizontal máxima com z , quando $h'=25\text{m}$ e $f_c=0\text{m}$, é superior à variação da força horizontal máxima quando $h'=0\text{m}$ e $f_c=25\text{m}$, pelas mesmas razões explicadas no ponto 5.2.1.5. No entanto, a variação da força horizontal máxima é superior no caso de $Ir_{0p} < 2.5$ (Figura 5.17) que no caso $Ir_{0p} > 2.5$ (Figura 5.9).

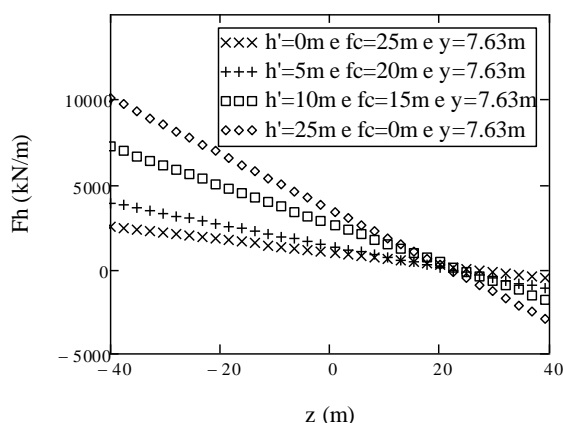


Figura 5.17: Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c .

5.3 Formulação de Pedersen, 1996

A expressão proposta por este autor para obter a força horizontal máxima com a probabilidade de ser ultrapassada por apenas 0.1% das ondas de um estado de mar tem em conta o espraçamento, que depende do declive do manto principal, o que não se verifica na formulação de Jensen, 1984e Bradbury et al., 1988. Assim, a análise paramétrica que se segue divide-se numa análise para o número de Iribarren, Ir_{0m} , maior que 1.5 e menor ou igual que 1.5, fazendo variar os restantes parâmetros: a altura significativa e o período médio da onda, H_s e T_m , a largura da berma, B_e , o declive do manto principal exterior, α , e a altura da superestrutura, h_w .

5.3.1 $Ir_{0m} > 1.5$

As Figuras 5.21a) a 5.25b) representam a variação da força horizontal máxima induzida pela onda no muro-cortina, $F_{h,0.1\%}$ (kN/m), dada pela equação (4.12), em função de alguns parâmetros e foram traçadas usando a expressão que permite obter o valor de espraçamento, $R_{u,0.1\%}$ para $Ir_{0m} > 1.5$, dada pela equação (4.11) e considerando os valores dos parâmetros que estão apresentados no Quadro 5.5. Quando y for menor ou igual a zero (devido ao facto de $R_{u,0.1\%} \leq A_c$) não existe pressão dinâmica induzida pelas ondas na superestrutura, por isso o valor de y dado pela primeira parcela da equação (4.12), correspondente à força dinâmica na zona da superestrutura não protegida, toma o maior valor entre y (equação 4.24) e zero. Assim, a altura efectiva da lâmina de água, y_{ef} , que depende de y , toma o menor valor entre f_c e o maior valor entre 0.5 y e zero, dada pela equação (5.2).

$$y_{ef} = \min\{f_c; \max\{0.5y; 0\}\} \quad (5.2)$$

Se não existe força dinâmica na zona da superestrutura não protegida, devido ao facto de $R_{u,0.1\%} < A_c$, também não poderá existir força dinâmica na zona da superestrutura protegida, por isso a força horizontal máxima é nula para esta formulação.

Quadro 5.5: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção das figuras que se seguem.

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s ²	
h'	13.5	m	5.21a) e b), 5.22a), 5.23a) e 5.24a) e b)
f_c	4.85	m	5.21a) e b), 5.22a), 5.23a) e 5.24a) e b)
T_m	16	s	5.21a), 5.22a) e 5.25a)
H_s	12	m	5.23a)
A_c	9.5	m	5.21a) e b), 5.24a) e 5.25a)
B_c	3.75	m	5.22a), 5.23a), 5.24a) e b) e 5.25a) e b)
$\cot(\alpha)$	1.5	°	5.19a) e b), 5.21a) 5.23a) e 5.25a) e b)

5.3.1.1 Variação do espraçamento, R_u com H_s , T_m e $\cot(\alpha)$

A Figura 5.18a) representa a variação de espraçamento com T_m para diferentes valores de H_s e foi obtida para $\cot(\alpha) = 1.5$. Para que $Ir_{0m} > 1.5$, $T_m \geq 6.5s$ e $H_s \leq 12m$, como se pode ver na Figura

5.18b). É expectável que o espraimento aumente com o aumento de T_m e de H_s , conforme se verifica na Figura 5.18a).

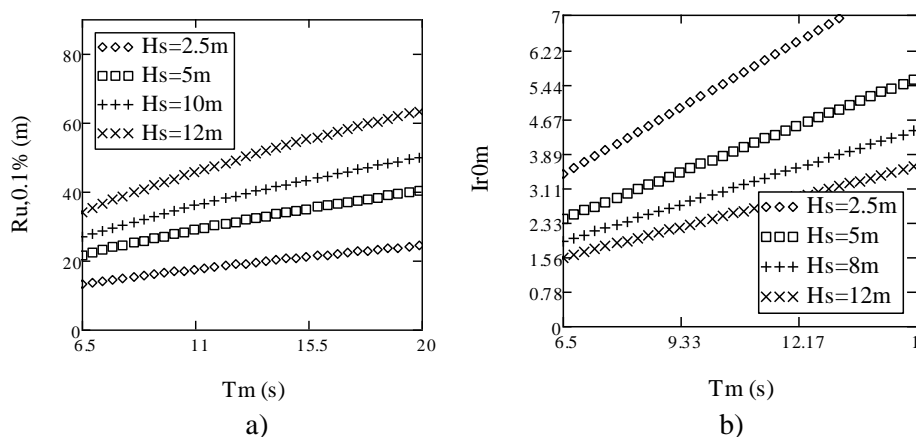


Figura 5.18: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de H_s .

No Quadro 5.6 estão representados os valores de T_m e H_s utilizados na obtenção das Figuras 5.19a) e b) para que $Ir_{0m} > 1.5$, para os diferentes valores de $\cot(\alpha)$. Note-se que se utilizou $T_p = 4.2s$, 6.5s, 15s e 17s para $\cot(\alpha) = 1, 1.5, 3.5$ e 4, respectivamente. Assim, a Figura 5.19a) mostra que o espraimento aumenta com o aumento de H_s e a diminuição de $\cot(\alpha)$, o que por sua vez fará aumentar a pressão dinâmica que as ondas induzirão na superestrutura.

Quadro 5.6: Dados utilizados na equação (4.11) para a obtenção das Figuras 5.19a) e b), 5.20a) e b), 5.24a).

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes 5.19a) e b), 5.20a) e b), 5.24a)
g	9.81	m/s ²	
$\cot(\alpha) = 1.0$	$T_p \geq 4.2$	s	
	$H_s \leq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 1.5$	$T_p \geq 6.5$	s	
	$H_s \leq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 3.5$	$T_p \geq 15$	s	
	$H_s \leq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 4.0$	$T_p \geq 17$	s	
	$H_s \leq 12$	m	

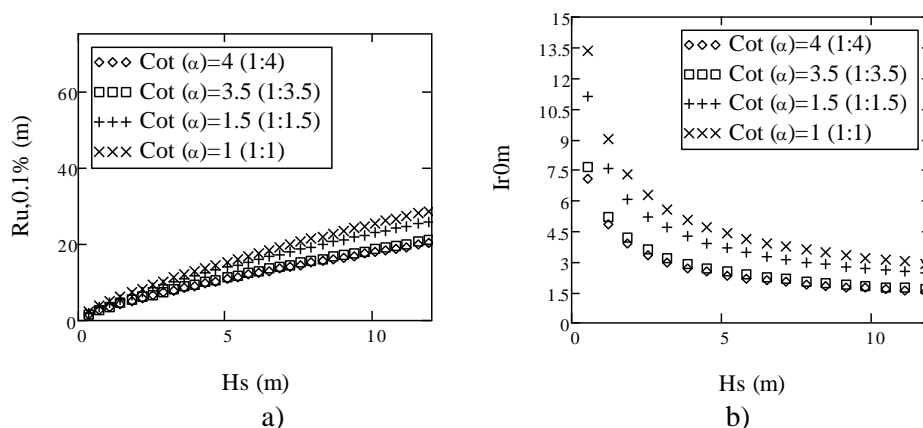


Figura 5.19: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de cot (α).

A Figura 5.20a) e b) foram obtidas de acordo com os dados apresentados no Quadro 5.6 e representa o andamento quantitativo de R_u com T_m para diferentes valores de cot (α). Verifica-se que o R_u aumenta à medida que aumenta T_m e cot (α) diminui (como se viu anteriormente). A Figura 5.20b) foi traçada com o objectivo de obter o intervalo de valores de H_s e T_m para os quais $Ir_{0m} > 1.5$.

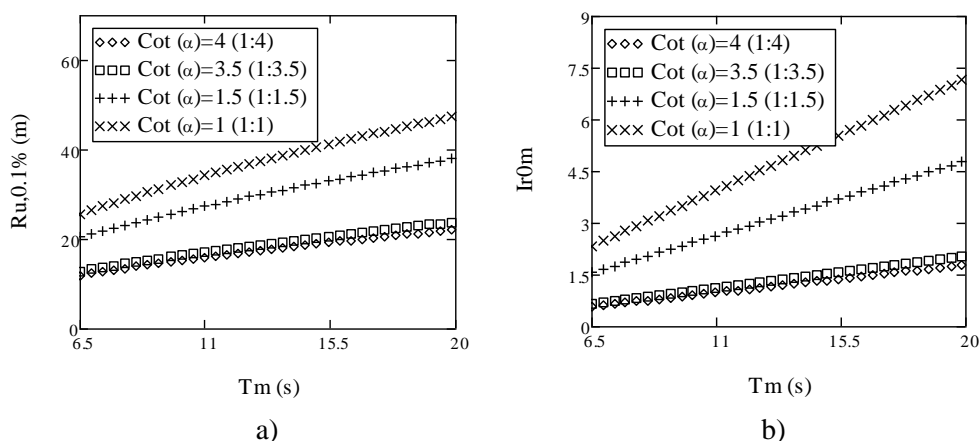


Figura 5.20: Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de cot (α).

5.3.1.2 Influência da largura da berma, B_e

A Figura 5.21a) foi obtida para $T_m = 16s$ e cot (α) = 1.5 (ver Quadro 5.5) e mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s .

Para o valor de A_c em estudo, as relações H_s/A_c e R_u/A_c encontram-se dentro do limite de validade da fórmula. No que diz respeito à relação A_c/B_e , esta encontra-se fora do limite de validade quando $B_e < 8.6m$ e $B_e > 31.6m$, o que implica que a força horizontal máxima com a probabilidade de

ser ultrapassada por apenas 0.1% de ondas calculada nestas condições deve ser utilizada com cuidado e tendo isso em conta aquando da análise dos resultados.

Note-se que, quando $H_s = 10\text{m}$ e 12m , $1.5 < Ir_{0m} < 4.2$ mas quando $H_s = 2.5\text{m}$ e 5m a fórmula está fora dos seus limites de validade, já que Ir_{0m} toma valores superiores a 4.2.

Para uma superestrutura com uma largura da berma relativamente elevada, é expectável que a força horizontal máxima induzida pela onda seja baixa. À medida que a largura vai diminuindo a sua influência no valor da força horizontal máxima vai aumentando. Assim, a partir da análise da Figura 5.21a), pode-se concluir que a largura da berma não tem influência significativa na força horizontal máxima para os valores de B_e , H_s e Ir_{0m} que se encontram dentro do limite de validade da fórmula (ver Quadro 4.3).

A Figura 5.21b) foi obtida para $B_e \geq 8.6\text{m}$, $T_m = 16\text{s}$ e para $H_s = 10\text{m}$ e 12m e da sua análise pode concluir-se que a variação da força horizontal máxima, dentro de limite de validade da fórmula, cresce exponencialmente com a diminuição de B_e .

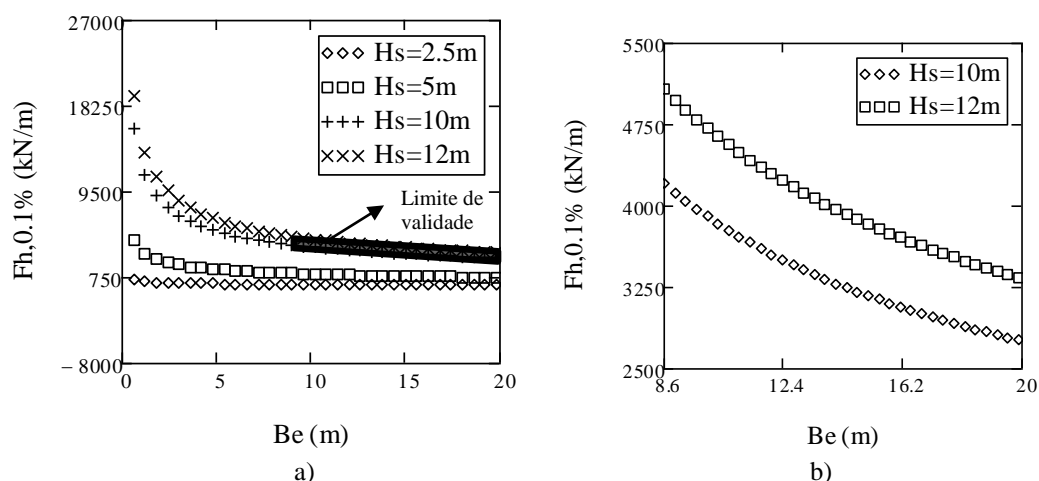


Figura 5.21: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s dentro de limite de validade da fórmula.

Fora de limite de validade, a variação da força horizontal máxima é pouco significativa para valores de H_s inferiores a 5m, qualquer que seja o valor de B_e . Para valores de H_s entre 10m e 12m a variação da força horizontal máxima é significativa à medida que B_e diminui. No entanto, este andamento deve ser verificado, por exemplo, através de ensaios, já que a fórmula se encontra fora dos seus limites de validade.

5.3.1.3 Influência da altura da onda significativa, H_s

A Figura 5.22a), obtida considerando $T_m = 16s$ e $\cot(\alpha) = 1.5$ (ver Quadro 5.5), mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ em função da altura da onda significativa para diferentes valores de A_c .

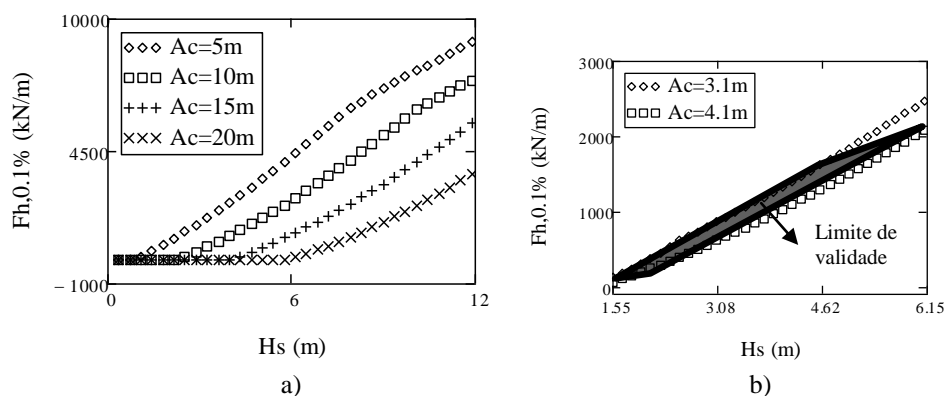


Figura 5.22: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade.

Na Figura 5.22a) há valores da força horizontal máxima representada cujas condições se encontram fora do limite de validade:

- Para $A_c = 5m$, os valores de $F_{h,0.1\%}$ só devem ser usados se $2.5m \leq H_s \leq 7.5m$, para que a relação H_s/A_c se encontre dentro do limite de validade. Para $A_c = 10m$, os valores de $F_{h,0.1\%}$ só devem ser usados se $5m \leq H_s \leq 12m$. Para $A_c = 15m$ os valores de $F_{h,0.1\%}$ só devem ser usados se $7.5m \leq H_s \leq 12m$ e para $A_c = 20m$ os valores de $F_{h,0.1\%}$ só devem ser usados se $10m \leq H_s \leq 12m$.
- Sabendo que R_c pode ser dada pela soma de f_c com A_c , para $A_c < 3.1m$, a relação entre R_c/A_c toma valores superiores a 2.6, ou seja, apenas se $3.1m \leq A_c \leq 20m$ este limite de validade se verifica.
- Para $B_e = 3.75m$, valor utilizado neste caso, a relação entre A_c/B_e toma valores dentro do limite de validade se $1.2m \leq A_c \leq 4.1m$.
- O número de Iribarren encontra-se dentro do limite de validade se $H_s \leq 5m$.

Resumindo, $3.1m \leq A_c \leq 4.1m$ para que $F_{h,0.1\%}$ esteja dentro do limite de validade. No entanto, é necessário que $1.55m \leq H_s \leq 4.65m$, no caso de $A_c = 3.1m$ e $2.05 \leq H_s \leq 6.15$, no caso de $A_c = 4.1m$.

Para obter a Figura 5.22b), que representa a $F_{h,0.1\%}$ dentro dos limites de validade da fórmula foi necessário atribuir outros valores aos parâmetros, como se pode ver no Quadro 5.7, de modo a que o Ir_{0m} esteja entre 1.5 e 4.2.

Quadro 5.7: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.22b).

Dados		Unidades	Figura
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
h'	13.5	m	5.22b)
f_c	4.85	m	
T_m	≤ 14.5	s	
B_c	3.75	m	
$\text{Cot}(\alpha)$	3.5	°	

Da análise da Figura 5.22a) verifica-se que, em geral, a força horizontal máxima aumenta com o aumento de H_s e com a diminuição de A_c quando esta se encontra fora dos limites de validade da fórmula.

A análise da Figura 5.22b) confirma a análise paramétrica que este autor realizou com o objectivo de estabelecer uma expressão que permitisse obter $F_{h,0.1\%}$, em que concluiu que a variação da força horizontal máxima é praticamente linear com H_s . A Figura 5.22b) mostra ainda que a força horizontal máxima cresce com o aumento de H_s e a diminuição de A_c . Note-se que, quando $F_{h,0.1\%}$ se encontra fora dos limites de validade da fórmula, a mesma toma valores elevados, ao contrário do que acontece quando $F_{h,0.1\%}$ se encontra dentro de limite de validade.

5.3.1.4 Influência do período medio da onda, T_m

A Figura 5.23a), traçada para $H_s = 12\text{m}$ e $\text{cot}(\alpha) = 1.5$ (ver Quadro 5.5 para os valores dos restantes parâmetros usados), representa a variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c .

$$H_s = 12\text{m e } \cot(\alpha) = 1.5$$

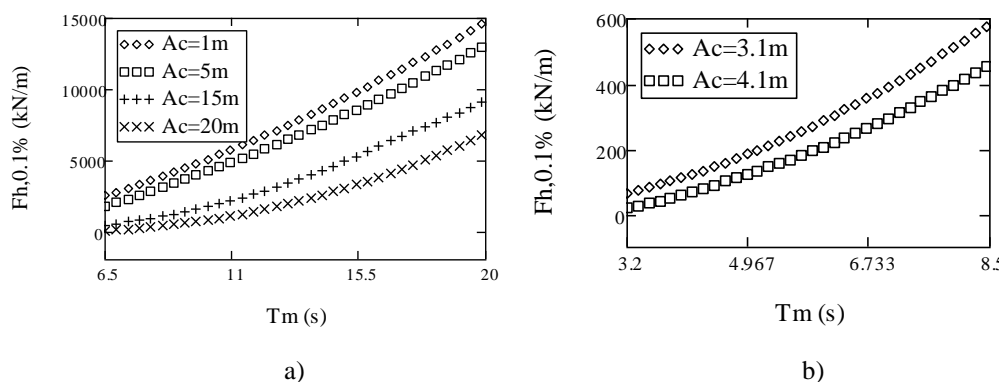


Figura 5.23: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade.

Os limites de validade restringem a utilização do valor da força horizontal máxima obtida por esta fórmula para o dimensionamento da superestrutura para alguns valores dos parâmetros da onda, do manto principal exterior e da superestrutura:

- Para $A_c < 3.1\text{m}$, a relação entre R_c/A_c toma valores superiores a 2.6. Para $3.1 \leq A_c \leq 20$ este limite de validade verifica-se.
- Para $H_s = 12\text{m}$, $8\text{m} \leq A_c \leq 20\text{m}$ para que a relação entre H_s/A_c esteja dentro do limite de validade.
- Para $B_e = 3.75\text{m}$, a relação entre A_c/B_e toma valores dentro do limite de validade se $1.2\text{m} \leq A_c \leq 4.1\text{m}$.
- Ir_{0m} encontra-se fora do limite de validade para valores de período médio da onda inferiores a 5s. Para o período médio entre 5s e 20s o número de Iribarren encontra-se dentro do limite de validade.

Assim, quando $F_{h,0.1\%}$ se encontra fora dos limites de validade, a força horizontal máxima tende a aumentar à medida que T_m aumenta e A_c diminui e a variação da força horizontal máxima tende a ser linear para valores de A_c pequenos.

Para as condições de agitação e as dimensões da superestrutura e do quebra-mar de talude para os quais a Figura 5.23a) foi traçada, torna-se difícil analisar a força horizontal máxima obtida dentro do limite de validade da fórmula. Assim, adoptaram-se outros valores das variáveis para se analisar o andamento da fórmula dentro do seu limite de validade: $3.1\text{m} \leq A_c \leq 4.1\text{m}$, $1.55\text{m} \leq H_s \leq 4.65\text{m}$ no caso de $A_c = 3.1\text{m}$ e $2.05\text{m} \leq H_s \leq 6.15\text{m}$ no caso de $A_c = 4.1\text{m}$. Optou-se assim por considerar $H_s = 3\text{m}$ para $A_c = 3.1\text{m}$ e 4.1m para a obtenção da Figura 5.23b), que se encontra dentro dos limites de validade da

fórmula. Ainda, para que Ir_{0m} esteja entre 1.5 e 4.2, foi necessário atribuir outros valores aos parâmetros, como se apresentam no Quadro 5.8.

Quadro 5.8: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.23b).

Dados		Unidades	Figura
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s ²	
h'	13.5	m	5.23b)
f_c	4.85	m	
T_m	3.2-8.5	s	
B_e	3.75	m	
$\cot(\alpha)$	1.5	°	

A variação da força horizontal máxima com T_m , representada na Figura 5.23b), dentro de limite de validade da fórmula, é praticamente linear e aumenta à medida que T_m aumenta e A_c diminui.

5.3.1.5 Influência do declive do manto principal, α

A Figura 5.24a) foi traçada considerando os dados apresentados no Quadro 5.6 e representa a variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. Os restantes parâmetros (f_c , h' , B_e e A_c) usados para o traçado da Figura 5.24a) são apresentados no Quadro 5.5. Note-se que utilizou-se $T_p = 4.2s$, $6.5s$, $15s$ e $17s$ para $\cot(\alpha) = 1, 1.5, 3.5$ e 4 , respectivamente. Em termos de limites de validade da fórmula, a Figura 5.24a), obtida para $A_c = 9.5m$ e $B_e = 3.75m$, falha a relação entre A_c/B_e e R_c/A_c , e só é válida para $1.5 \leq \cot(\alpha) \leq 3.5$. A relação H_s/A_c encontra-se dentro de limite de validade se $4.8m \leq H_s \leq 12m$ e, para que $1.5 \leq Ir_{0m} \leq 4.2$, para $\cot(\alpha) = 1, 1.5, 3.5$ e 4 , $1.56m \leq H_s \leq 12m$, $1.67m \leq H_s \leq 12m$, $1.63m \leq H_s \leq 12m$ e $1.60m \leq H_s \leq 12m$, respectivamente.

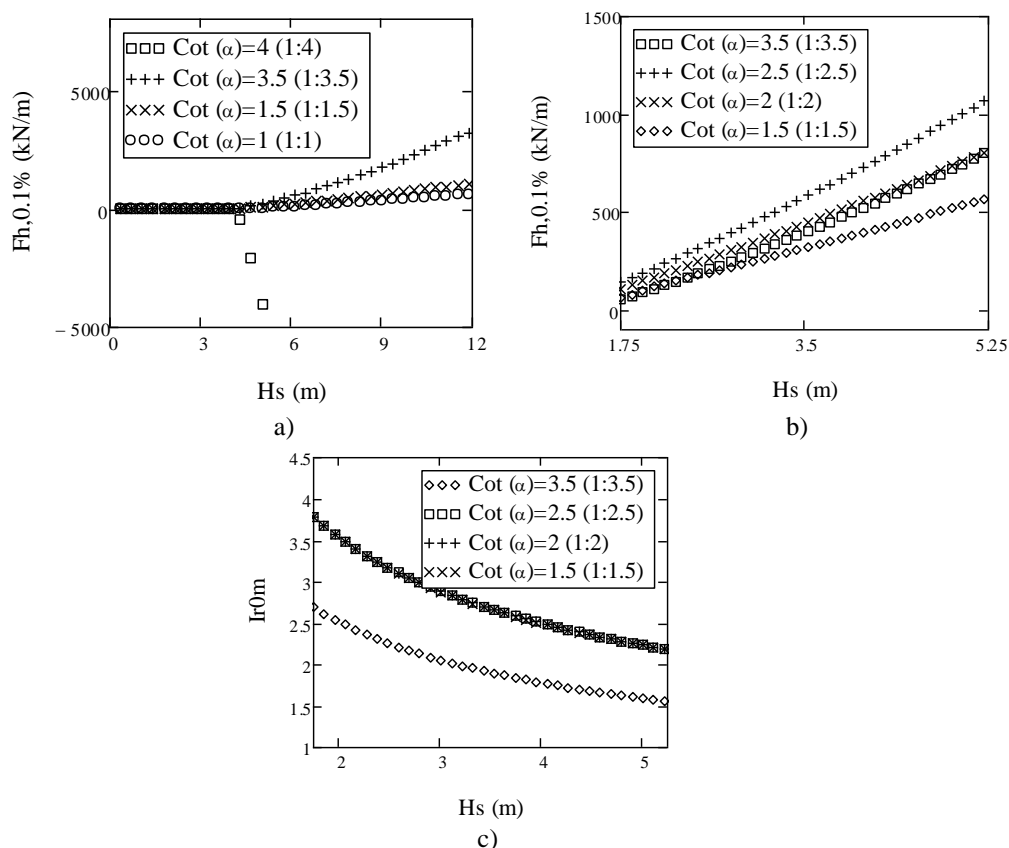


Figura 5.24: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com $\cot(\alpha)$ para diferentes valores de H_s . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com $\cot(\alpha)$ para diferentes valores de H_s dentro de limite de validade. c) Variação de I_{r0m} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro de limite de validade.

Note-se que, fora do limite de validade da fórmula (Figura 5.24 a), à medida que o declive do manto principal diminui (ou a $\cot(\alpha)$ aumenta) a força horizontal máxima também aumenta, uma vez que quanto maior for o declive do manto principal maior será a velocidade com que a onda atinge a superestrutura.

Para $\cot(\alpha) = 4$ os resultados da Figura 5.24a) não são válidos para valores de H_s inferiores a 4m, porque nesse caso não há força dinâmica na zona da superestrutura (protegida e não protegida), ou seja, $y < 0$ porque $R_{u,0.1\%} < A_c$. Neste caso, o declive do talude é inferior ao ângulo que a cunha de espraçamento faz com o declive do manto principal exterior no início da berma, logo a área A_2 vem menor que zero e muito maior que A_1 em módulo (ver Figura 4.6). Assim, a parcela da força dinâmica na zona da superestrutura protegida é inferior a zero e maior, em módulo, que a parcela da força dinâmica na zona da superestrutura não protegida, ou seja, a fórmula não é aplicável.

A Figura 5.24b) foi obtida considerando $1.5 \leq \cot(\alpha) \leq 3.5$ e $A_c = 3.5$ m de modo a que as relações entre A_c/B e R_c/A_c estejam dentro do limite de validade. Foi ainda considerado $1.75 \leq H_s \leq 5.25$ m no caso de $A_c = 3.5$ m, para que a relação H_s/A_c se encontre dentro do limite de

validade e $T_m = 10s$ no caso de $\cot(\alpha) = 3.5$ e 2.5 , $T_m = 8s$ no caso de $\cot(\alpha) = 2.0$ e $T_m = 6s$ no caso de $\cot(\alpha) = 1.5$, para que $1.5 \leq Ir_{0m} \leq 4.2$, conforme se pode ver na Figura 5.24c). Os restantes parâmetros (f_c , h' e B_e) usados para o traçado da Figura 5.24b) são apresentados no Quadro 5.5

Note-se que a variação da força horizontal máxima com H_s representada na Figura 5.24b) cresce quando H_s aumenta e $\cot(\alpha)$ diminui. A variação da força horizontal máxima quando $\cot(\alpha) = 3.5$ é menor do que variação da força horizontal máxima quando $\cot(\alpha) = 2.5$, o que era expectável porque se usou $T_m = 10s$ para os dois casos. No entanto, a variação da força horizontal máxima quando $\cot(\alpha) = 2.0$ é maior do que quando $\cot(\alpha) = 1.5$, o que pode ser explicado pelo facto de T_m ser maior no caso em que $\cot(\alpha) = 2.0$ do que no caso em que $\cot(\alpha) = 1.5$, o que faz com que Ir_{0m} seja maior, logo maior será a variação da força horizontal máxima.

5.3.1.6 Influência da altura da superestrutura, h_w

A Figura 5.25a) foi obtida para os valores dos parâmetros apresentados no Quadro 5.5 e mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c . A força horizontal máxima (equação 4.12) depende da altura da superestrutura protegida pelos materiais que constituem a berma, h' , e da altura da superestrutura não protegida, f_c . Assim, arbitrou-se um valor da altura da superestrutura $h_w = 25m$ e fez-se variar h' e f_c .

Em termos de limites de validade, falham as relações entre A_c/B_e e R_c/A_c para $A_c = 9.5m$ e $B_e = 3.75m$, referente à Figura 5.25a). A relação H_s/A_c encontra-se dentro de limite de validade, quando $H_s = 12m$.

Para $h' = 0$, a altura da superestrutura não protegida toma um valor igual a $25m$, porque $f_c = h_w - h'$. Neste caso, e para a Figura 5.25a), em que $F_{h,0.1\%}$ se encontra fora dos limites de validade referidos acima, a força horizontal máxima só actua na zona não protegida da superestrutura e é menor quanto menor for f_c . Neste caso, a variação da força horizontal máxima é menor que nos outros casos estudados, porque a equação que permite obter a força horizontal máxima na zona da superestrutura não protegida depende de y e de f_c (equação 5.2) e como y é muito inferior a f_c , a força deixa de ser função de f_c , sendo apenas função de y . Quanto maior for f_c e h' , maior será a variação da força horizontal máxima com H_s porque a expressão que permite obter $F_{h, 0.1\%}$ (ver equação 4.12) depende directamente de f_c e h' .

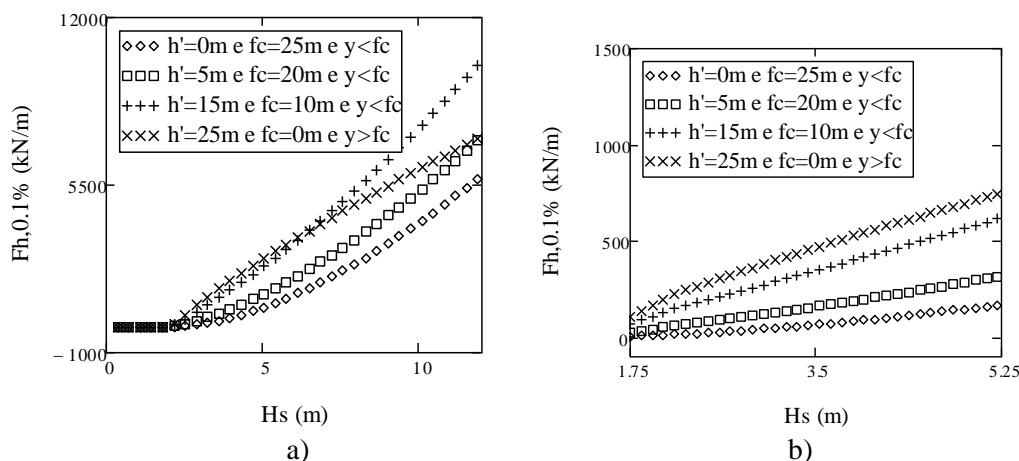


Figura 5.25: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro de limite de validade.

Finalmente considerou-se $A_c = 3.5m$ de modo a que as relações entre A_c/B_c e R_c/A_c estejam dentro do limite de validade (Figura 5.25b). Considerou-se ainda, $1.75m \leq H_s \leq 5.25m$ no caso de $A_c = 3.5m$, para que a relação H_s/A_c se encontre dentro do limite de validade, mantendo o período médio constante e igual a 6s. O número de Iribarren encontra-se dentro do limite de validade para as condições em que as Figuras 5.25a) e b) foram traçadas.

A força horizontal máxima obtida dentro do limite de validade varia linearmente com H_s para diferentes valores de h' e f_c , enquanto a variação força horizontal máxima fora do limite de validade não é linear. Note-se que quando $h' = 25m$ e $f_c = 0m$ a variação da força horizontal máxima é maior do que quando $h' = 0m$ e $f_c = 25m$. A força dinâmica na zona protegida da superestrutura depende directamente da altura da superestrutura protegida pelos materiais que constituem o manto principal exterior, h' , enquanto a força dinâmica na zona da superestrutura não protegida depende de f_c ou de y , isto porque a força dinâmica pode não actuar em toda a altura da superestrutura não protegida quando $y < f_c$. Isto significa que, segundo esta fórmula, não é vantajoso ter uma superestrutura sem altura não protegida e ter $h' > f_c$, porque a variação da força horizontal máxima será sempre maior do que no caso em que se tem a altura da superestrutura não protegida e $h' < f_c$.

5.3.2 $Ir_{0m} \leq 1.5$

Para que o número de Iribarren seja menor ou igual a 1.5 é necessário que T_m , H_s ou α sejam diferentes dos valores adoptados em 5.3.1. As Figuras 5.29a) a 5.33b) representam a variação da força horizontal máxima induzida pela onda no muro-cortina, $F_{h,0.1\%}$ (kN/m), dada pela equação (4.12), em

função de alguns parâmetros e foram traçadas usando a expressão que permite obter o valor de espraçamento quando $Ir_{0m} \leq 1.5$ (equação 4.11) e os parâmetros que estão apresentados no Quadro 5.9.

Quadro 5.9: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção das figuras que se seguem.

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s ²	
h'	13.5	m	5.29a) e b), 5.30a), 5.31a), 5.32a) e b)
f_c	4.85	m	5.29a) e b), 5.30a), 5.31a), 5.32a) e b)
T_m	6	s	5.29, 5.30a), 5.32a) e 5.33a) e b)
H_s	12	m	5.31a)
A_c	9.5	m	5.29a) e b), 5.32a), 5.33a) e b)
B_e	3.75	m	5.30a), 5.31a), 5.32a) e b) e 5.33a)
$\cot(\alpha)$	1.5	°	5.26a) e b), 5.29a) e b), 5.30a), 5.31a), 5.33a) e b)

5.3.2.1 Variação do espraçamento, R_u , com H_s , T_m e $\cot(\alpha)$

A Figura 5.26a), obtida para $\cot(\alpha) = 1.5$ e de acordo com o Quadro 5.9, mostra a representação gráfica de $R_{u,0.1\%}$ para o caso em que $Ir_{0m} \leq 1.5$. O espraçamento varia linearmente com T_m e H_s , ou seja, aumenta quando T_m e H_s aumentam. T_m e H_s devem estar dentro dos intervalos de valores apresentados na Figura 5.26b) para $\cot(\alpha) = 1.5$, de modo a que $Ir_{0m} \leq 1.5$.

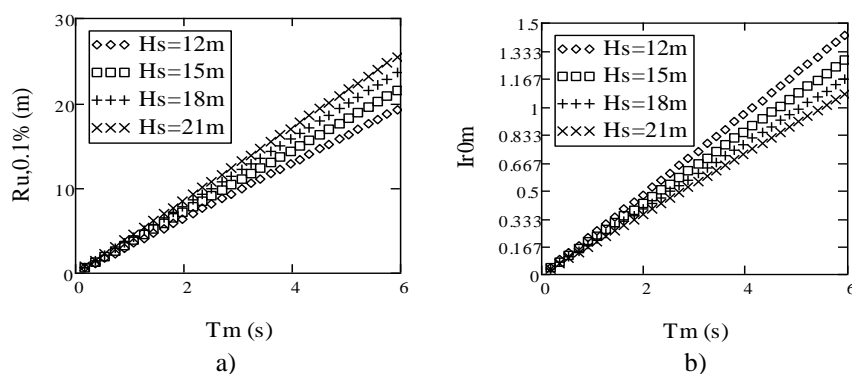


Figura 5.26: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de H_s . b) Variação de Ir_{0m} com T_m para diferentes valores de H_s .

A Figura 5.27a) foi obtida utilizando os dados apresentados no Quadro 5.10 com o objectivo de obter $Ir_{0m} \leq 1.5$ para os diferentes valores de $\cot(\alpha)$ (ver Figura 5.27b). Note-se que utilizou-se $T_p = 4s$ (para $\cot(\alpha) = 1$) e $T_p = 6s$ (para $\cot(\alpha) = 1.5, 3.5$ e 4). Da análise da Figura 5.27a) verifica-se

que $R_{u,0.1\%}$ varia linearmente com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ e aumenta quando $\cot(\alpha)$ diminui e H_s aumenta.

Quadro 5.10: Dados utilizados na equação (4.11) para a obtenção das Figuras 5.27a) e b), 5.32a).

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
$\cot(\alpha) = 1.0$	$T_p \leq 4$	s	5.27 e 5.32a)
	$H_s \geq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 1.5$	$T_p \leq 6$	s	
	$H_s \geq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 3.5$	$T_p \leq 6$	s	
	$H_s \geq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 4.0$	$T_p \leq 6$	s	
	$H_s \geq 12$	m	

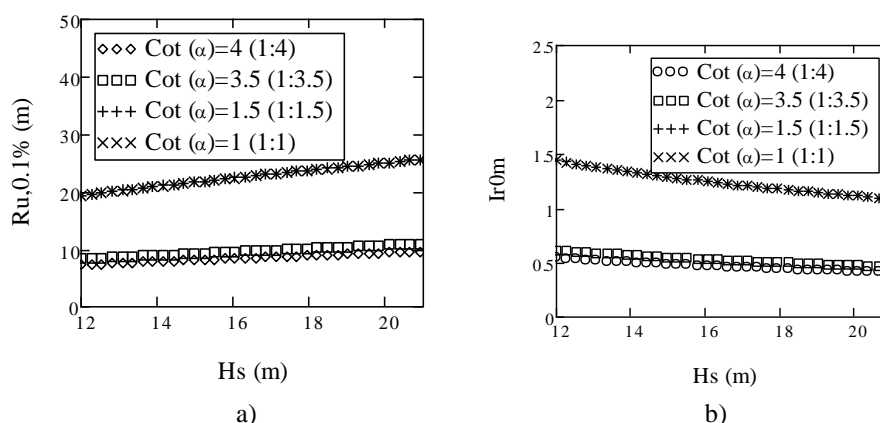


Figura 5.27: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0m} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

A Figura 5.28a), obtida para $H_s = 12\text{m}$ e para os valores de T_m apresentados no Quadro 5.10, mostra uma variação linear de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ e que quanto maior for T_m e menor for a $\cot(\alpha)$ maior será a variação de $R_{u,0.1\%}$. A Figura 5.28b), obtida para as mesmas condições de agitação em que a Figura 5.28a) foi obtida, mostra que $Ir_{0m} \leq 1.5$ para estas condições.

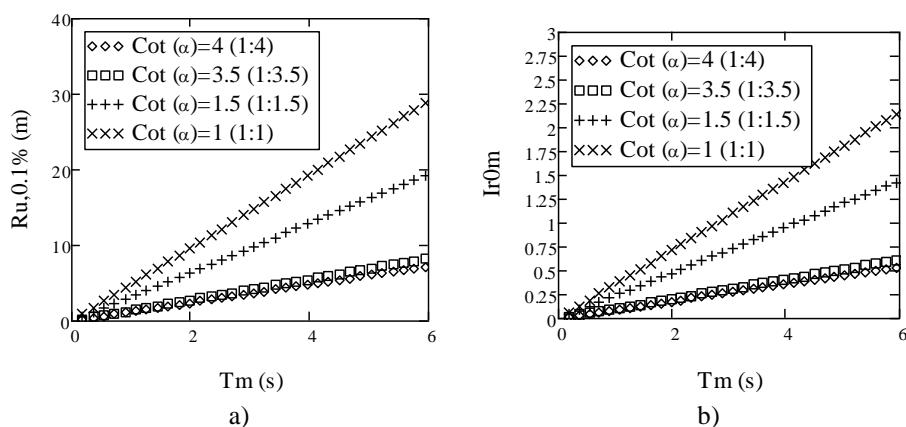


Figura 5.28: a) Variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de I_{r0m} com T_m para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

Comparando os resultados obtidos para $I_{r0m} \leq 1.5$ e $I_{r0m} > 1.5$, a variação de $R_{u,0.1\%}$ com T_m , H_s e $\cot(\alpha)$ parece ser menor para $I_{r0m} \leq 1.5$ (Figuras 5.26a a 5.28a) do que para $I_{r0m} > 1.5$ (Figuras 5.18a a 5.20a). Isto deve-se essencialmente ao facto de os valores de $I_{r0m} \leq 1.5$ terem sido obtidos para maiores valores de H_s do que para $I_{r0m} > 1.5$.

5.3.2.2 Influência da largura da berma, B_e

A Figura 5.29a) foi obtida para $T_m=6$ s e $\cot(\alpha)=1.5$ (ver Quadro 5.9) e apresenta a variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s .

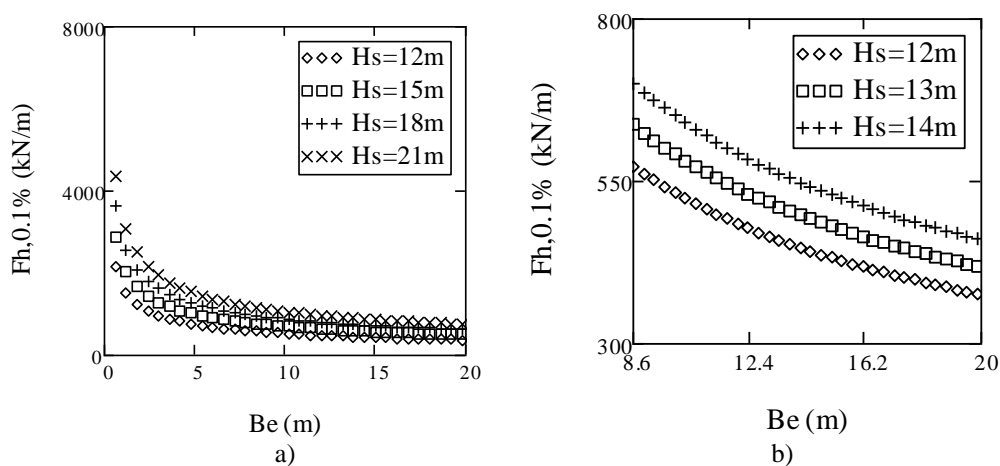


Figura 5.29: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com B_e para diferentes valores de H_s dentro de limite de validade da fórmula.

Neste caso, no que respeita aos limites de validade da fórmula, falha a relação entre H_s/A_c para qualquer valor de H_s superior a 14.25m e para $A_c = 9.5m$. A relação R_c/A_c encontra-se dentro de limite de validade. A relação A_c/B_e encontra-se fora do limite de validade quando a largura da berma toma valores inferiores a 8.6m e superiores a 31.6m, o que implica que a força horizontal máxima com a probabilidade de ser ultrapassada por apenas 0.1% de ondas não deve ser utilizada nestas condições. Note-se que Ir_{0m} encontra-se dentro de limite de validade para estas condições de agitação, ou seja, $1.1 \leq Ir_{0m} \leq 1.5$. Assim, para obter a Figura 5.29b) optou-se por fazer variar H_s entre 12m e 14.25m para $A_c = 9.5m$ e B_e entre 8.6m e 31.6m para $T_p = 6s$.

A Figura 5.29a) mostra que $F_{h,0.1\%}$ cresce exponencialmente quando B_e diminui e quando H_s aumenta (como foi também constatado anteriormente). A Figura 5.29b) mostra que a variação da força horizontal máxima continua a ter uma variação não linear e aumenta quando B_e diminui e H_s aumenta. Note-se que a variação da força horizontal máxima é menor para $Ir_{0m} \leq 1.5$ (Figura 5.29a e b) do que para $Ir_{0m} > 1.5$ (Figuras 5.21a e b), porque quanto menor for o Ir_{0m} menor será o espriamento (equação 4.11).

5.3.2.3 Influência da altura da onda significativa, H_s

A Figura 5.30a), obtida para $T_m = 6s$ e $\cot(\alpha) = 1.5$ (ver Quadro 5.9), apresenta a variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c .

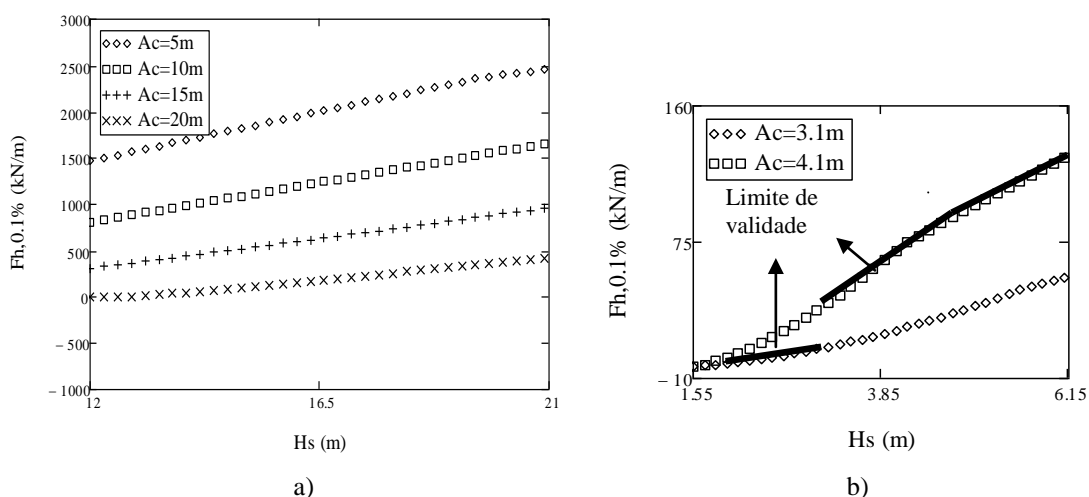


Figura 5.30: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade.

No que diz respeito aos limites de validade da fórmula para as condições apresentadas nas Figura 3.30a), é de referir o seguinte:

- Para $A_c = 5\text{m}$ os valores de $F_{h,0.1\%}$ não devem ser usados uma vez que a relação H_s/A_c se encontra fora do limite de validade para qualquer valor de H_s utilizado. Para $A_c = 10\text{m}$ os valores de $F_{h,0.1\%}$ só devem ser usados se $12\text{m} \leq H_s \leq 15\text{m}$. Para $A_c = 15\text{m}$ e 20m os valores de $F_{h,0.1\%}$ só devem ser usados se $12\text{m} \leq H_s \leq 21\text{m}$.
- Para valores de A_c inferiores a 3.1m , a relação entre R_c/A_c toma valores superiores a 2.6 . No entanto, para $3.1\text{m} \leq A_c \leq 20\text{m}$ este limite de validade é verificado.
- Para $B_e = 3.75\text{m}$, a relação entre A_c/B toma valores fora do limite de validade se A_c $1.2\text{m} \leq A_c \leq 4.1\text{m}$.
- Ir_{0m} encontra-se dentro do limite de validade para os valores de H_s representados na Figura 5.30a).

Resumindo, $3.1\text{m} \leq A_c \leq 4.1\text{m}$ para que a força horizontal máxima esteja dentro do limite de validade da fórmula. No entanto, é necessário que $1.55\text{m} \leq H_s \leq 4.65\text{m}$, no caso de $A_c = 3.1\text{m}$ e $2.05\text{m} \leq H_s \leq 6.15\text{m}$, no caso de $A_c = 4.1\text{m}$. Para obter a Figura 5.30b), que representa a força horizontal máxima dentro dos limites de validade e de modo a que $1.1 \leq Ir_{0m} \leq 1.5$ foi necessário atribuir outros valores aos parâmetros, como se apresenta no Quadro 5.11.

Quadro 5.11: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.30b).

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
h'	13.5	m	5.30b)
f_c	4.85	m	
T_m ($A_c = 3.1\text{m}$)	2.3 ($1.75 \leq H_s \leq 3\text{m}$)	s	
T_m ($A_c = 4.1\text{m}$)	3.3 ($3.4 \leq H_s \leq 6.15\text{m}$)	s	
B_e	3.75	m	
$\cot(\alpha)$	1.5	°	

A Figura 5.30a), quando se está fora dos limites de validade da fórmula, mostra uma variação linear de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de A_c . Para $H_s = 12\text{m}$ a força horizontal máxima toma valor nulo porque não há força dinâmica induzida pelas ondas na superestrutura, isto é, $R_{u,0.1\%} < A_c$.

Quando se compara o valor de $F_{h,0.1\%}$ calculado para $Ir_{0m} \leq 1.5$ (Figura 5.30a) com $Ir_{0m} > 1.5$ (Figura 5.22a), nota-se claramente uma diminuição do valor da força horizontal máxima. Isto pode dever-se ao facto da velocidade da onda diminuir devido à diminuição do nível de espreamento no caso de $Ir_{0m} \leq 1.5$. A Figura 5.30b) tem um andamento semelhante ao da Figura 5.30a), com $F_{h,0.1\%}$ a variar linearmente com H_s e A_c e a aumentar quando H_s e A_c aumentam (no caso da Figura 5.30b) e

quando H_s aumenta e A_c diminui (no caso da Figura 5.30a). Nesta figura, H_s e T_m são maiores no caso em que $A_c=4.1m$ do que no caso em que $A_c=3.1m$, portanto maior é a variação de $F_{h,0.1\%}$.

A força horizontal máxima calculada para $Ir_{0m} \leq 1.5$ (Figura 5.30b) é menor do que quando $Ir_{0m} > 1.5$ (Figura 5.22b), devido às razões já apresentadas.

5.3.2.4 Influência do período médio da onda, T_m

A Figura 5.31a) foi traçada considerando $H_s = 12m$ e $\cot(\alpha) = 1.5$ (ver Quadro 5.9) e mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c .

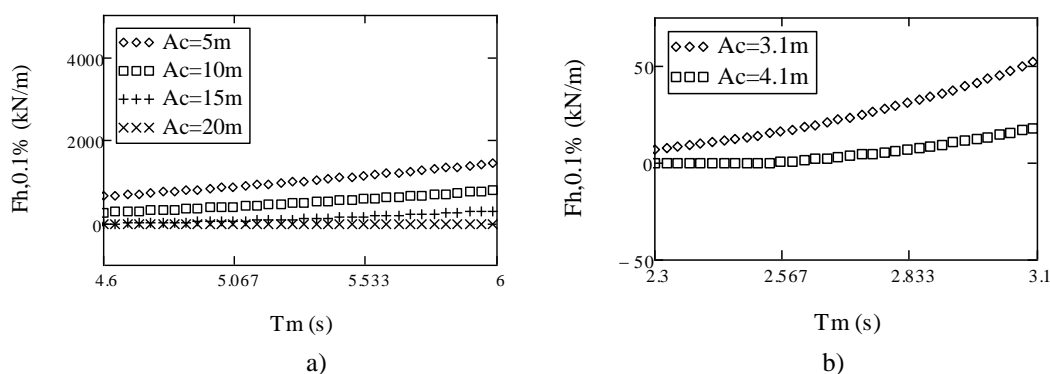


Figura 5.31: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com T_m para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade da fórmula.

Na análise da força horizontal máxima apresentada na Figura 5.31a) deve-se ter em conta que:

- Para $H_s = 12m$, $8m \leq A_c \leq 20m$ para que a relação H_s/A_c se encontre dentro do limite de validade.
- Para $A_c < 3.1m$, a relação entre R_c/A_c toma valores superiores a 2.6. Para valores de $3.1m \leq A_c \leq 20m$ este limite de validade já se verifica.
- Para $B_e = 3.75m$, a relação entre A_c/B toma valores dentro do limite de validade se $1.2m \leq A_c \leq 4.1m$.
- Ir_{0m} encontra-se dentro do limite de validade no intervalo de T_m representado na Figura.

Assim, tendo em conta que $3.1m \leq A_c \leq 4.1m$ e que $1.55m \leq H_s \leq 4.65m$ no caso de $A_c = 3.1m$ e $2.05m \leq H_s \leq 6.15m$ no caso de $A_c = 4.1m$, optou-se por fazer os cálculos considerando $H_s = 3m$ para $A_c = 3.1m$ e $4.1m$. Para obter a Figura 5.31b), que representa $F_{h,0.1\%}$ dentro dos limites de validade da fórmula, foi necessário atribuir outros valores aos parâmetros de modo a que $1.1 \leq Ir_{0m} \leq 1.5$, como se pode no Quadro 5.12.

Quadro 5.12: Dados utilizados na equação (4.12) para a obtenção da Figura 5.31b).

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m^3	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s^2	
h'	13.5	m	Figura 5.31b
f_c	4.85	m	
T_m	2.3-3.1	s	
B_e	3.75	m	
$\cot(\alpha)$	1.5	°	

A Figura 5.31a) mostra que, fora dos limites de validade da fórmula, a força horizontal máxima cresce à medida que T_m aumenta e A_c diminui. Dentro de limite de validade, a variação de $F_{h,0.1\%}$ (Figura 5.31b) é aproximadamente linear e é maior quanto maior for T_m e menor for A_c . Note-se que esta variação é menor do que variação da força horizontal máxima dada quando $Ir_{0m} > 1.5$ (Figura 5.23b).

5.3.2.5 Influência do declive do manto principal, α

Na abcissa da Figura 5.32a) encontra-se representado o valor de H_s e na ordenada $F_{h,0.1\%}$ para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. Esta figura foi obtida para os dados apresentados no Quadro 5.10. Os restantes parâmetros (f_c , h' , B_e e A_c) usados para o traçado da Figura 5.32a) são apresentados no Quadro 5.9. Note-se que se utilizou $T_p = 4\text{s}$ para $\cot(\alpha) = 1$ e $T_p = 6\text{s}$ para $\cot(\alpha) = 1.5, 3.5$ e 4 .

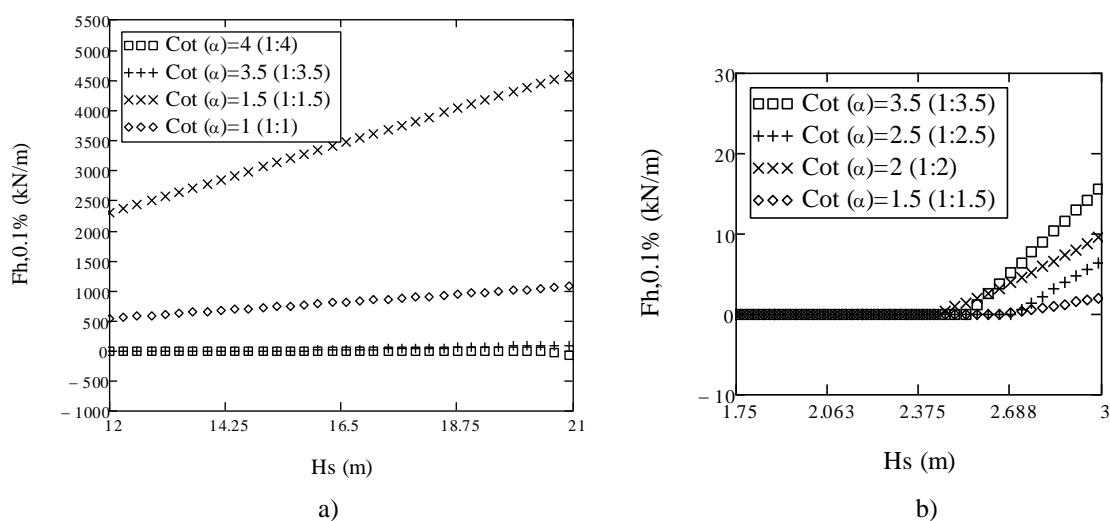


Figura 5.32: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro dos limites de validade.

Em termos de limites de validade, os resultados apresentados na Figura 5.32a), obtida para $A_c=9.5\text{m}$ e $B_c=3.75\text{m}$, falham a relação entre A_c/B e R_c/A_c e só são válidos para $1.5 \leq \cot(\alpha) \leq 3.5$. A relação H_s/A_c encontra-se dentro de limite de validade se $12\text{m} \leq H_s \leq 14.25\text{m}$. $1.1 \leq Ir_{0m} \leq 1.5$ para $\cot(\alpha) = 1$ e 1.5 e $12\text{m} \leq H_s \leq 21\text{m}$ e fora deste limite de validade para $\cot(\alpha) = 3.5$ e 4 para qualquer valor de H_s entre 12m e 21m .

Assim, a Figura 5.32b) foi obtida considerando $1.5 \leq \cot(\alpha) \leq 3.5$ e $A_c=3.5\text{m}$ de modo a que as relações entre A_c/B e R_c/A_c estejam dentro dos limites de validade da fórmula. Considerou-se ainda $1.75\text{m} \leq H_s \leq 5.25\text{m}$ no caso de $A_c=3.5\text{m}$, para que a relação H_s/A_c se encontre dentro desse limite de validade. Para $\cot(\alpha) = 3.5, 2.5, 2$ e 1.5 , considerou-se $T_m = 5.5\text{s}, 3.8\text{s}, 3.2\text{s}$ e 2.3s , respectivamente e $1.75\text{m} \leq H_s \leq 3\text{m}$ para que $1.1 \leq Ir_{0m} \leq 1.5$.

Analisando a Figura 5.32a), verifica-se que a força horizontal máxima, quando fora do limite de aplicabilidade da fórmula, aumenta com H_s mas esta variação varia com a $\cot(\alpha)$. Para $\cot(\alpha) = 1$ a variação de $F_{h,0.1\%}$ é menor do que quando $\cot(\alpha) = 1.5$, devido ao facto de T_m usado para $\cot(\alpha) = 1$ ser inferior ao usado para $\cot(\alpha) = 1.5$. No caso de $\cot(\alpha) = 3.5$ e 4 a força horizontal máxima é praticamente nula.

Da análise da Figura 5.32b), que ilustra a evolução de $F_{h,0.1\%}$ com H_s e para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro dos limites de validade da fórmula e para valores de H_s inferiores a 2.5m , a força horizontal máxima é nula, porque não há força dinâmica induzida pela onda a actuar na superestrutura, isto é, $R_{u,0.1\%} < A_c$. Para valores de $H_s > 2.5$ $F_{h,0.1\%}$ aumenta com H_s mas esta variação depende do valor de $\cot(\alpha)$, tal como no caso anterior.

A Figura 5.32b) mostra ainda que $F_{h,0.1\%}$ nem sempre aumenta com a diminuição da $\cot(\alpha)$ porque também depende do T_m e de H_s . Para $\cot(\alpha) = 3.5$, por exemplo, a variação da força horizontal máxima é superior porque T_m é maior relativamente aos restantes casos.

5.3.2.6 Influência da altura da superestrutura, h_w

A Figura 5.33a) foi obtida considerando $T_m = 6\text{ s}$ e $\cot(\alpha) = 1.5$ e mostra a variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c .

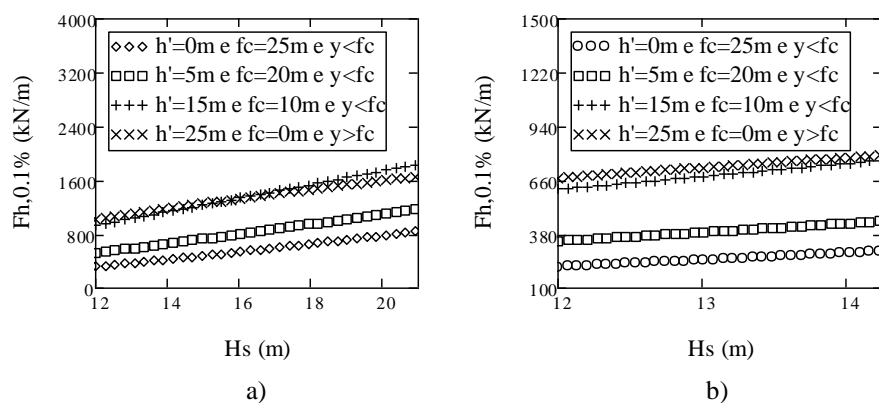


Figura 5.33: a) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c . b) Variação de $F_{h,0.1\%}$ com H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro dos limites de validade.

Em termos de limites de validade, a Figura 5.33a) obtida para $A_c = 9.5\text{m}$ e $B_e = 3.75\text{m}$, falha a relação entre A_c/B_e e R_c/A_c , e a relação H_s/A_c encontra-se dentro de limite de validade se $12\text{m} \leq H_s \leq 14.25\text{m}$. Ir_{0m} encontra-se fora dos limites de validade. É por isso que, para $H_s > 14.25\text{m}$, a variação da força horizontal máxima é maior quando $h' = 15\text{m}$ e $f_c = 10\text{m}$ do que quando $h' = 25\text{m}$ e $f_c = 0\text{m}$. Note-se que esta variação é inferior à variação obtida para $Ir_{0m} > 1.5$ (Figura 5.25a).

Para que se possa analisar a variação da força horizontal máxima dentro dos limites de validade é necessário adoptar valores de H_s entre 12m e 14.25m com $A_c = 9.5\text{m}$, $T_p = 6\text{s}$ e $\cot(\alpha) = 1.5$, de modo a que $1.1 \leq Ir_{0p} \leq 1.5$. A largura da berma, B_e , tem que ser igual a 8.6m para que a relação A_c/B_e esteja dentro do limite de validade. Estes foram os valores utilizados na Figura 5.33b) que mostra a variação linear entre a força horizontal máxima e H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro dos limites de validade da fórmula. Verifica-se que a variação da força horizontal máxima é tanto maior quanto maior for h' e f_c por razões já citadas no ponto 5.3.1.6. Note-se ainda que $F_{h,0.1\%}$, dentro dos limites de validade da fórmula, praticamente não varia com H_s .

5.4 Formulação de Martín *et al.*, 1999

A utilização desta formulação semi-empírica implica que a rebentação da onda seja de fundo, ou seja, que o número de Iribarren seja maior do que três. Assim, os dados da agitação apresentados no Quadro 5.13 foram escolhidos de modo a que Ir_{0p} seja superior a três.

Quadro 5.13: Dados utilizados na equação (5.6) para a obtenção das figuras que se seguem.

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s ²	
h'	13.5	m	5.39a) e b), 5.40, 5.41a) e b), 5.42a), b) e c), 5.43a) e b)
f _c	4.85	m	5.39a) e b), 5.40, 5.41a) e b), 5.42a), b) e c), 5.43a) e b)
T _p	17	s	5.39a) e b), 5.40, 5.42a), b) e c), 5.43a) e b), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
H _s	12	m	5.41a), 5.43a), 5.44a) e 5.45a)
A _c	9.5	m	5.39a) e b), 5.41, 5.42a), b) e c), 5.43a) e b), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
B _e	3.75	m	5.40, 5.41a), 5.42a), b) e c), 5.43a) e b), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
Cot (α)	1.5	°	5.34a) e b), 5.37a) e b), 5.39a) e b), 5.40, 5.41a), 5.43a) e b), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
A _u	1.2	-	5.34a), 5.39a) e b), 5.40, 5.41a) e b), 5.42a), b) e c), 5.44a) e b)
B _u	-0.65	-	5.34a), 5.39a) e b), 5.40, 5.41a) e b), 5.42a), b) e c), 5.44a) e b)
θ	27	°	5.39a) a 5.45b)
a	0.446	-	5.39a) e b), 5.40, 5.41a), 5.42a), b) e c), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
b	259	-	5.39a) e b), 5.40, 5.41a), 5.42a), b) e c), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
c	0.068	-	5.39a) e b), 5.40, 5.41a), 5.42a), b) e c), 5.44a) e b), 5.45a) e b)
z	0	m	5.39a) a 5.44b)

As figuras que se seguem foram obtidas com base na resultante das pressões dinâmica e pseudo-hidrostática actuantes na superestrutura e dada pela equação (5.3).

$$F_{h,máx} = \beta \rho_w g y^* f_c^* + \lambda \beta \rho_w g y^* h' + \mu \rho_w g (y + A_c - z)(h' + y) 0.5 \quad (5.3)$$

A primeira parcela da equação (5.3) corresponde à resultante da pressão dinâmica na zona não protegida do muro-cortina, sendo que f_c^* corresponde ao mínimo entre f_c e y^* . A segunda parcela corresponde à resultante da pressão dinâmica na zona protegida do muro-cortina. Quando o y^* for menor ou igual a zero não existe a pressão dinâmica induzida pelas ondas a actuar na superestrutura, por isso o y^* da primeira e segunda parcela toma o maior valor entre o obtido pela equação (4.35) e zero. A terceira parcela corresponde à resultante da pressão pseudo-hidrostática.

5.4.1 Variação do espraioamento, R_u com H_s , T_p e cot (α)

A Figura 5.34a), obtida para cot (α) = 1.5, A_u = 1.2 e B_u = -0.65 (ver Quadro 5.13), mostra a variação de espraioamento (dada pela equação 4.32) em função de T_p , para diferentes valores de H_s e

permite verificar que R_u aumenta quando T_p e H_s aumentam, embora o T_p tenha menor influência. A Figura 5.34b) mostra o intervalo de H_s e T_p para o qual $Ir_{0p} > 3$ no caso de $\cot(\alpha) = 1.5$, ou seja, $H_s \leq 12$ e $T_p \geq 17$.

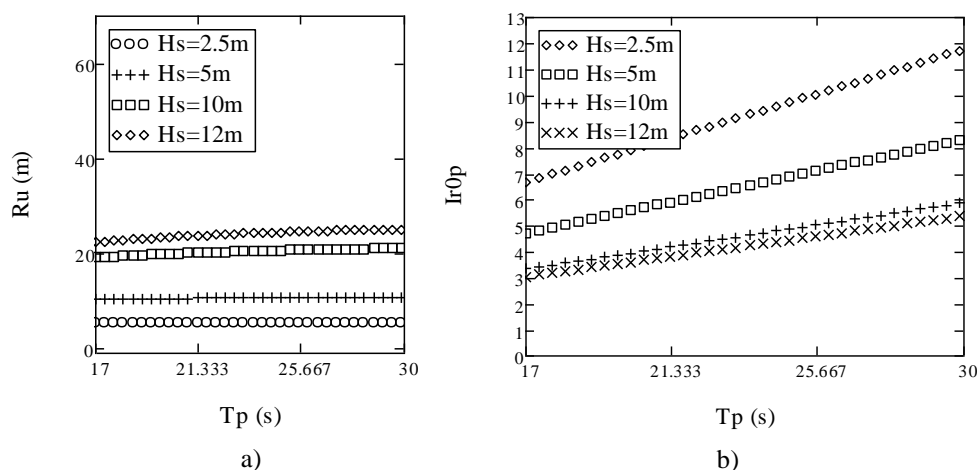


Figura 5.34: a) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de H_s . b) Variação de Ir_{0p} com T_p para diferentes valores de H_s .

As Figuras 5.35a) e b) foram obtidas para os valores dos parâmetros apresentados no Quadro 5.14 de modo a que $Ir_{0p} > 3$ (tal como se pode verificar na Figura 5.35b), para os diferentes valores de $\cot(\alpha)$. A Figura 5.35a) mostra a dependência linear entre R_u e H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ e esta variação de R_u é maior quanto maior for H_s e menor for $\cot(\alpha)$.

Quadro 5.14: Dados utilizados na equação (4.32) para a obtenção das Figuras 5.35a) e b) e 5.42a).

Dados		Unidades	Figuras
ρ_w	1025	kg/m ³	Parâmetros constantes
g	9.81	m/s ²	
$\cot(\alpha) = 1.0$	$T_p \geq 17$	s	5.35a) e b), 5.42a)
	$H_s \leq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 1.5$	$T_p \geq 17$	s	
	$H_s \leq 12$	m	
$\cot(\alpha) = 3.5$	$T_p \geq 30$	s	
	$H_s \leq 7$	m	
$\cot(\alpha) = 4.0$	$T_p \geq 30$	s	
	$H_s \leq 5.2$	m	
A_u	1.2	-	
B_u	-0.65	-	

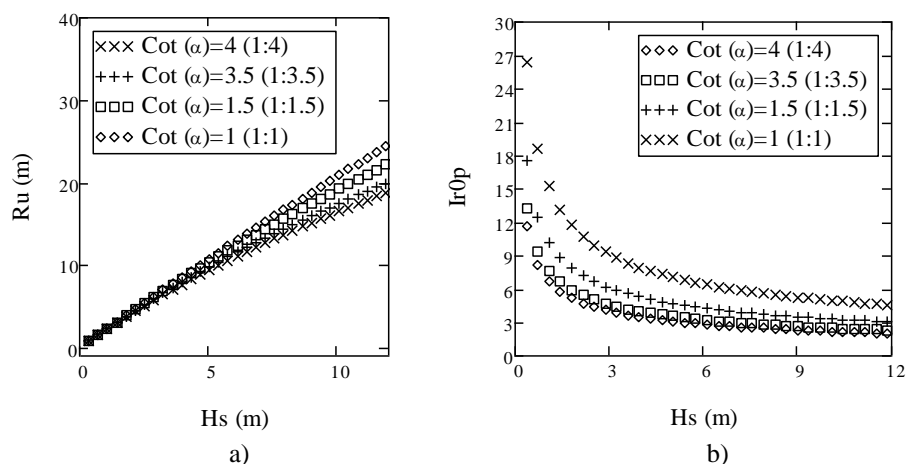


Figura 5.35: a) Variação de R_u com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0p} com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

As Figuras 5.36a) e b) foram obtidas com base nos valores apresentados no Quadro 5.14. Da análise da Figura 5.36a) verifica-se que, quanto maior for T_p e menor for $\cot(\alpha)$, maior vai ser o valor de R_u . No entanto, a variação de R_u para $\cot(\alpha) = 3.5$ e 4 é pouco significativa. Note-se ainda que para $\cot(\alpha) = 3.5$ e 4 (que são coincidentes) apenas se obtém $Ir_{0p} > 3$ se $H_s \leq 7$ m e $H_s \leq 5.2$ m, respectivamente, e se $T_p \geq 30$ s (Figura 5.36b) e Quadro 5.14.

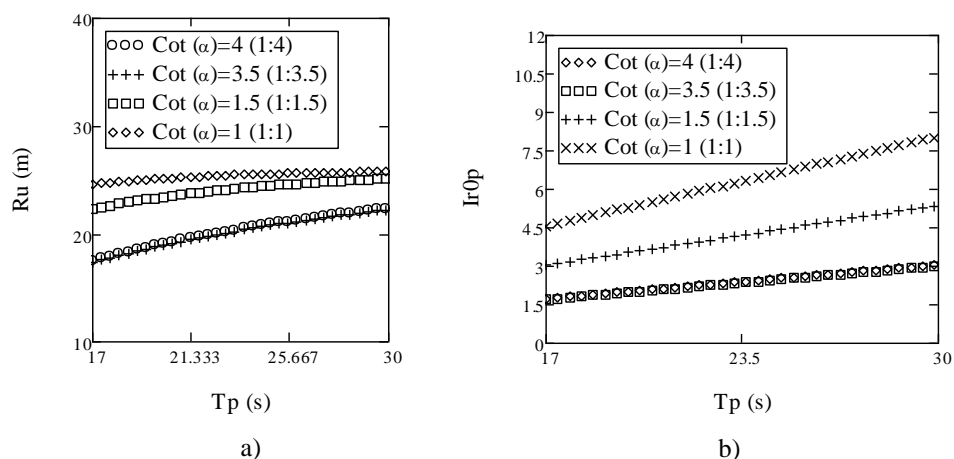


Figura 5.36: a) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de Ir_{0p} com T_p para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.

As Figuras 5.37a) e b) e a Figura 5.38 representam a variação de R_u com H_s , T_p e α , respectivamente para diferentes valores dos parâmetros A_u e B_u obtidos para os diferentes materiais que podem constituir o manto principal exterior apresentados no Quadro 5.15. A Figura 5.37a) foi obtida considerando $\cot(\alpha) = 1.5$ e $T_p = 17$ s, a Figura 5.37b) foi obtida considerando $\cot(\alpha) = 1.5$ e $H_s = 12$ m e a Figura 5.38 foi obtida considerando $T_p = 30$ s, de modo a que $Ir_{0p} > 3$. A variação de R_u com H_s (Figura 5.37a) é aproximadamente linear e R_u é maior quanto maior for H_s e A_u e menor for

B_u . Já a variação de R_u com T_p (Figura 5.37b) é pequena e R_u é tanto maior quanto maior for T_p e A_u e menor B_u . Para o caso da Figura 5.38 a variação de R_u com α é pouco significativa e é maior quanto menor for α e maior for A_u e menor B_u .

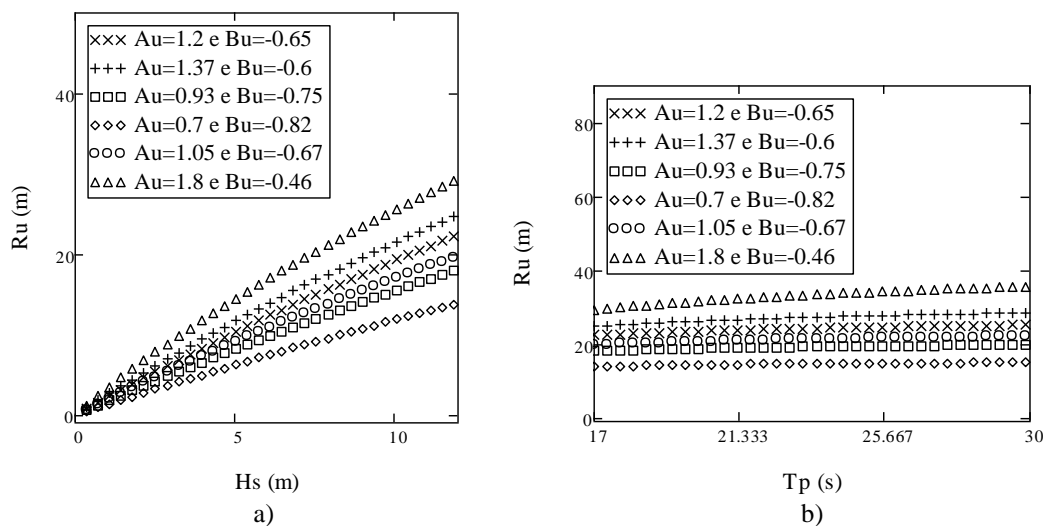


Figura 5.37: a) Variação de R_u com H_s para diferentes valores de A_u e B_u . b) Variação de R_u com T_p para diferentes valores de A_u e B_u .

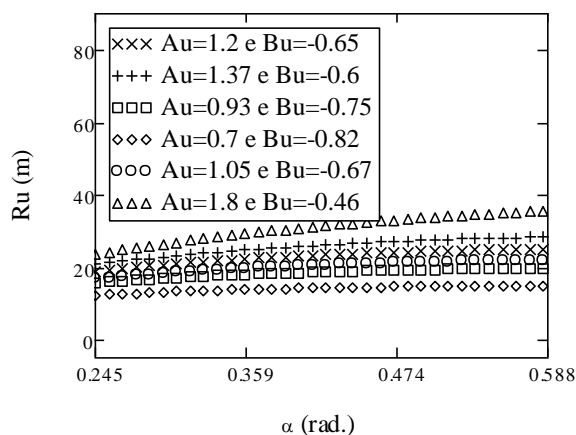


Figura 5.38: Variação de R_u com α para diferentes valores de A_u e B_u .

Quadro 5.15: Valor dos parâmetros A_u e B_u para diferentes materiais [adaptado de Neves, 2010].

Tipo de material	A_u	B_u
TOT	1.80	-0.46
Enrocamento classificado	1.37	-0.60
Tetrápodes	0.93	-0.75
Dolos	0.70	-0.82
Quadrápodes	0.93	-0.75
Cubos	1.05	-0.67

5.4.2 Influência da largura da berma, B_e

A Figura 5.39a), obtida a partir de valores dos parâmetros representados no Quadro 5.13, mostra a evolução de F_h com B_e para diferentes valores de H_s .

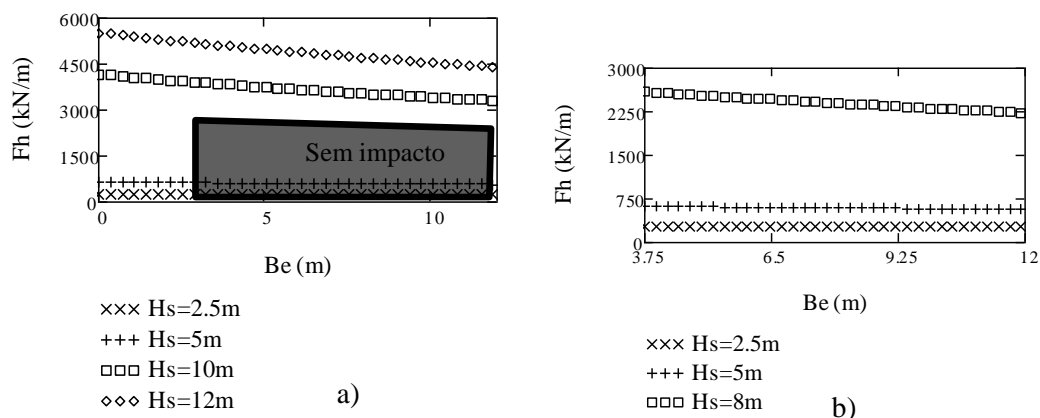


Figura 5.39: a) Variação de F_h com B_e para diferentes valores de H_s . b) Variação de F_h com B_e para diferentes valores de H_s dentro dos limites de validade da fórmula.

H_s tem que ser menor ou igual a 8m e $B_e \geq 3.75$ m para que as relações $B_e/H_{m\acute{a}x}$ e $A_c/H_{m\acute{a}x}$ se encontrem na zona sem impacto (Figura 3.5). Isto significa que, se $H_s \geq 8$ m, a onda atinge a superestrutura antes de rebentar e esta formulação considera que a onda atinge a superestrutura já rebentada.

Assim a Figura 5.39b), obtida para $B_e \geq 3.75$ m e $H_s \leq 8$ m, mostra uma variação linear de F_h com B_e para diferentes valores de H_s dentro do limite de validade da fórmula. A variação de F_h com B_e , tanto dentro do limite de validade (Figura 5.39b) como fora do limite de validade (Figura 5.39a), é pouco significativo e para $H_s \leq 5$ m F_h é praticamente invariável com B_e .

5.4.3 Influência da altura da onda significativa, H_s

A Figura 5.40 representa a variação de F_h com H_s para diferentes valores A_c e foi traçada considerando os valores dos parâmetros do Quadro 5.13.

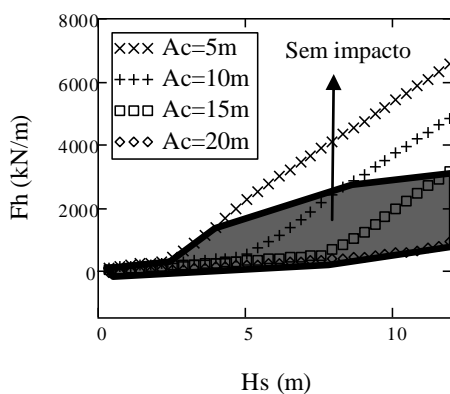


Figura 5.40: Variação de F_h com H_s para diferentes valores de A_c .

É importante referir que, no caso em que H_s toma valores maiores que 4m, 8.5m e 12m para $A_c = 5m$, 10m e 15m, respectivamente, e $B_e = 3.75m$, a onda rebenta directamente na superestrutura, ou seja, as relações B_e/H_{max} e A_c/H_{max} (Figura 3.5) permitem concluir que a força a que a superestrutura estará sujeita é uma força de impulso e, portanto, não se pode aplicar nem esta formulação nem nenhuma das analisadas nesta dissertação. Apenas no caso de $A_c = 20m$ e para H_s entre 1m e 12 m a onda não rebenta directamente na superestrutura (Figura 5.40), logo a fórmula pode ser aplicada.

A variação da força horizontal máxima é linear e aumenta à medida que H_s aumenta e A_c diminui (como ficou constatado anteriormente), conforme se pode ver nesta Figura 5.40 na zona sem impacto.

5.4.4 Influência do período de pico, T_p

A Figura 5.41a) foi obtida com base nos valores dos parâmetros apresentados no Quadro 5.13, considerando $H_s = 12m$, que é o caso em que a onda rebenta directamente na superestrutura e em que se está fora dos limites de validade da fórmula.

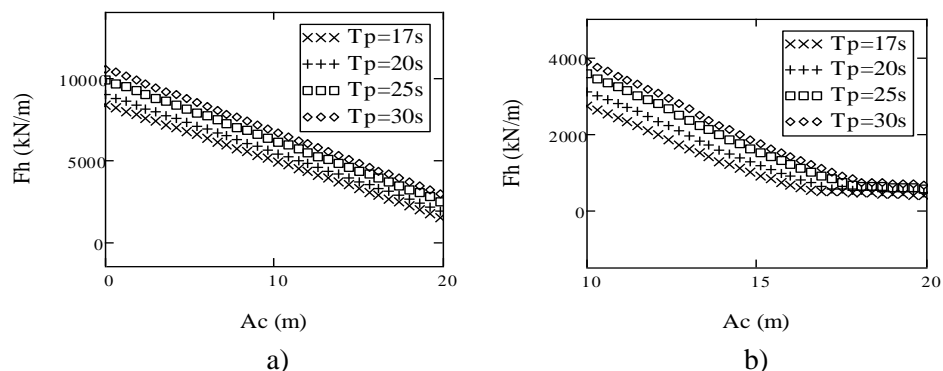


Figura 5.41: a) Variação de F_h com T_p para diferentes valores de A_c . b) Variação de F_h com T_p para diferentes valores de A_c dentro de limite de validade da fórmula.

Se H_s toma valores maiores que 4m, 8.5m e 12m para $A_c = 5m, 10m$ e $15m$, respectivamente, e $B_e = 3.75m$, a onda rebenta directamente na superestrutura, ou seja, as relações B_e/H_{max} e A_c/H_{max} (Figura 3.5), são tais que permitem concluir que a força a que a superestrutura estará sujeita é uma força de impulso e, portanto, não se pode aplicar nem esta formulação nem nenhuma das analisadas nesta dissertação. Apenas no caso de $A_c = 20m$ e para H_s entre 1m e 12 m (Figura 5.41a) a onda não rebenta directamente na superestrutura, logo a fórmula pode ser aplicada. Assim, de forma a analisar o comportamento da fórmula dentro do seu limite de validade, a Figura 5.41b) foi obtida considerando $H_s = 8.5m$ e A_c entre 10m e 20m. Os restantes dados utilizados no traçado da Figura 5.41b) encontram-se apresentados no Quadro 5.13.

A variação de F_h com H_s é linear e aumenta quando T_p aumenta e A_c diminui, conforme se pode ver nas Figuras 5.41a) e b). A influência de T_p é pouco considerável. Dentro de limite de validade (Figura 5.41b) a influência de A_c na variação de F_h é pouco considerável a partir de $A_c = 18m$.

5.4.5 Influência do declive do manto principal exterior, α

A Figura 5.42a), b) e c) foram obtidas de acordo com o Quadro 5.14, ou seja, considerando $T_p = 17s$ para $\cot(\alpha) = 1$ e 1.5 e $T_p = 30s$ para $\cot(\alpha) = 4$ e 3.5 , para que $Ir_{0p} > 3$. $Ir_{0p} > 3$ para $\cot(\alpha) = 4$ e 3.5 e $H_s \leq 5.2m$ e $7m$, respectivamente, e para $\cot(\alpha) = 1$ e 1.5 e qualquer valor de H_s dentro do intervalo em que a Figura 5.42a) foi traçada. Os restantes dados usados no traçado desta figura encontra-se apresentado no Quadro 5.13. A Figura 5.42a) representa a força horizontal resultante da pressão dinâmica, P_d e pseudo-hidroestática, P_{ph} enquanto a Figura 5.42b) representa apenas a variação de P_{ph} e a Figura 5.42c), a variação de P_d .

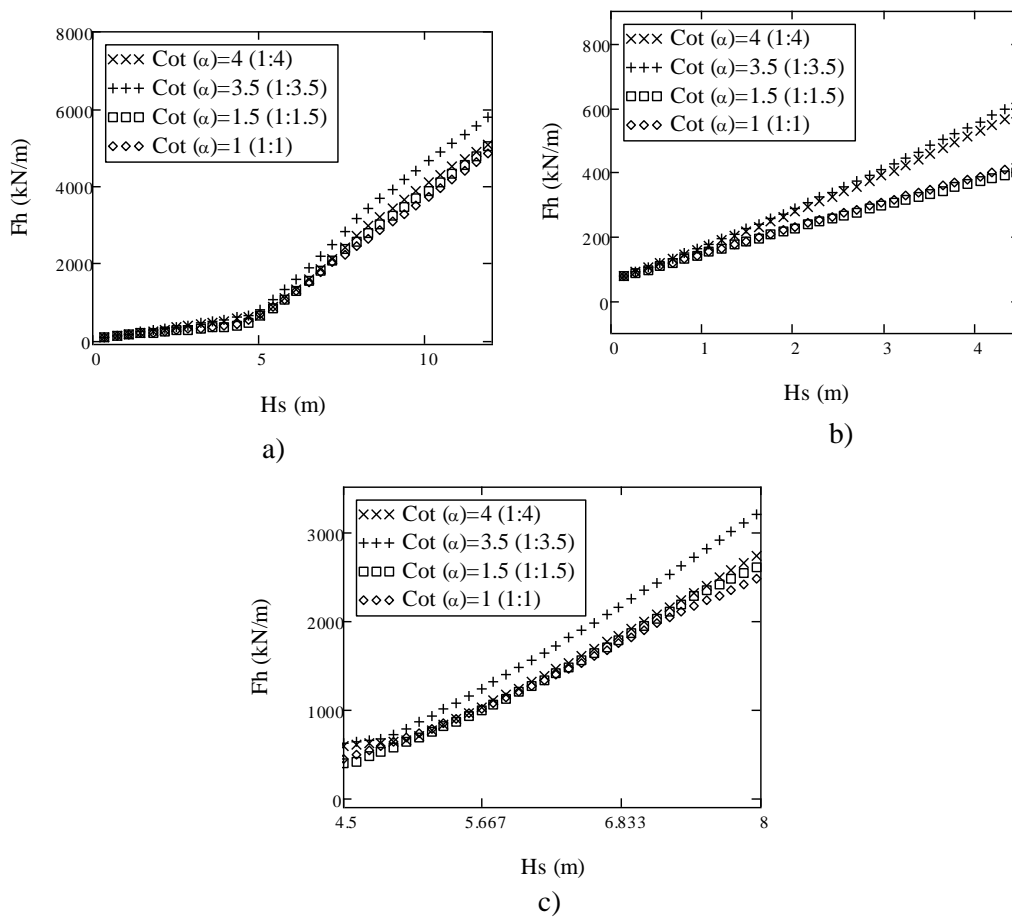


Figura 5.42: a) Variação de F_h (P_d+P_{ph}) com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$. b) Variação de F_h (P_{ph}) com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro do limite de validade. c) Variação de F_h (P_d) com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$ dentro do limite de validade.

Note-se que para $A_c=9.5\text{m}$ e $B_e=3.75\text{m}$, valores para os quais a Figura 5.42a) foi obtida, $H_s \leq 8\text{m}$ para que a onda não rebente directamente na superestrutura, de acordo com a Figura 3.5.

A variação de F_h com H_s , para diferentes valores de $\cot(\alpha)$, é pouco significativo para valores de H_s inferiores a 4.5m , conforme se pode ver na Figura 5.42a). Isto deve-se ao facto de não haver P_d induzida pela onda a actuar na superestrutura porque $R_u < A_c$, o que significa que os valores de F_h representados na Figura 5.42a), quando $H_s \leq 4.5\text{m}$, correspondem apenas à resultante de P_{ph} (Figura 5.42b).

De acordo com a Figura 5.42b), a variação de P_{ph} com H_s para $\cot(\alpha)=4$ e 3.5 é superior à variação de P_{ph} para $\cot(\alpha)=1$ e 1.5 , devido ao facto de se ter usado valores de T_p diferentes para os diferentes valores de $\cot(\alpha)$. Esta figura mostra que F_h aumenta quando H_s aumenta e quando a $\cot(\alpha)$ diminui, o que não se verifica no caso da Figura 5.42a) para $H_s \geq 4.5\text{m}$ e $\cot(\alpha)=1$ e 1.5 .

A Figura 5.42c) representa a variação de F_h devido à P_d para $4.5\text{m} \leq H_s \leq 8\text{m}$, de modo a que as ondas não rebentem directamente na superestrutura. A variação de F_h representada nesta figura é aproximadamente linear com H_s . Note-se que, tal como nas figuras 5.42a) e b), a variação de F_h é maior quando $\cot(\alpha) = 4$ e 3.5 do que quando $\cot(\alpha) = 1$ e 1.5, porque para $\cot(\alpha) = 4$ e 3.5 utilizou-se T_p maior do que no caso de $\cot(\alpha) = 1$ e 1.5. Para $\cot(\alpha) = 4$ e 3.5, em que se utilizou o mesmo T_p , a variação de F_h é maior quando $\cot(\alpha) = 3.5$ do que quando $\cot(\alpha) = 4$, como era expectável. No que diz respeito a $\cot(\alpha) = 1$ e 1.5, o gráfico que representa a variação de F_h para $\cot(\alpha) = 1$ é praticamente coincidente com o gráfico que representa a variação de F_h para $\cot(\alpha) = 1.5$.

5.4.6 Influência do parâmetro μ

Na Figura 5.43a) encontra-se representada a variação da força horizontal máxima em função do parâmetro μ para diferentes valores de A_u e B_u e foi obtida de acordo com os dados apresentados no Quadro 5.13, mas considerando $H_s = 12\text{m}$, de modo a que se possa analisar F_h fora do limite de validade, ou seja, na zona de impacto.

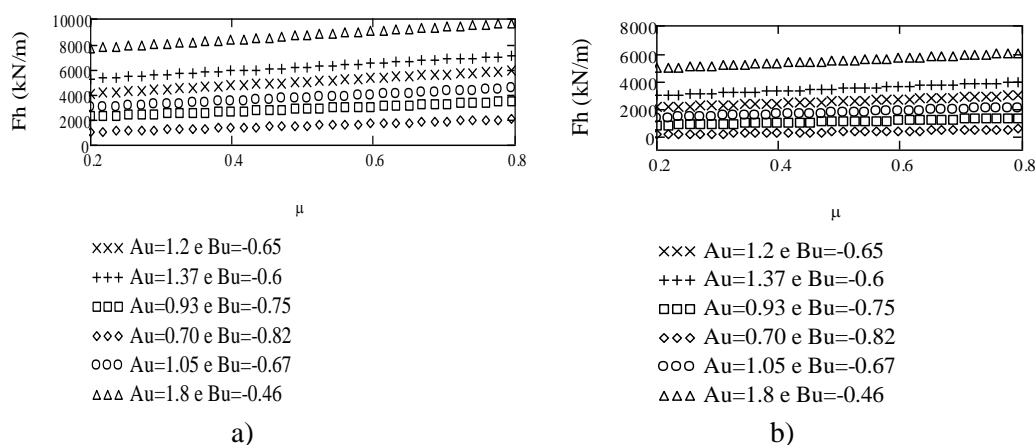


Figura 5.43: a) Variação de F_h com μ para diferentes valores de A_u e B_u e $H_s = 12\text{m}$. b) Variação de F_h com μ para diferentes valores de A_u e B_u e $H_s = 8\text{m}$.

Os parâmetros A_u e B_u dependem da porosidade do material que constitui o manto principal exterior e os valores destes parâmetros para diferentes materiais estão apresentados no Quadro 5.15. Por exemplo, no caso do material que constitui o manto ser T.O.T. (enrocamento de todo o tamanho), $A_u = 1.8$ e $B_u = -0.46$ enquanto no caso de ser de blocos paralelepípedicos, com maior porosidade, $A_u = 1.2$ e $B_u = -0.65$, de acordo com a Figura 4.10, ou seja, se o manto apresentar uma porosidade relativamente baixa é expectável que a força horizontal máxima seja maior do que no caso de materiais em que a porosidade seja maior [Martín *et al.*, 1999a].

Note-se que a onda não rebenta directamente na superestrutura para as condições da Figura 5.43b), ou seja, neste caso, as relações $B_e/H_{máx}$ e $A_c/H_{máx}$ encontram-se na zona sem impacto (Figura 3.5) considerando $H_s \leq 8.0m$, $B_e = 3.75m$ e $A_c = 9.5m$. Assim, pode-se concluir que o material poroso que constitui o manto principal exterior influencia o espriamento e se este for inferior, a velocidade com que a onda atinge a superestrutura será menor e, por conseguinte, menor será a força da onda que actua sobre a superestrutura. A Figura 5.43a) e b) mostram que quanto maior for A_u e menor B_u , ou seja, quanto menor for a porosidade do material que constitui o manto principal exterior, maior será a variação da força horizontal máxima. O aumento do valor do parâmetro μ , que depende do peso total e do peso específico do material que constitui o manto principal e do declive da onda, ou a diminuição do declive da onda, fazem aumentar a força horizontal máxima.

5.4.7 Influência da altura da superestrutura, h_w

A Figura 5.44a) foi traçada com base nos dados apresentados no Quadro 5.13 e representa a variação de F_h em função de H_s para diferentes valores de h' e f_c .

Note-se que, para $A_c = 9.5m$ e $B_e = 3.75m$, $H_s \leq 8m$ para que a onda não rebente directamente na superestrutura, de acordo com a Figura 3.5. Assim, na Figura 5.44b) apresentam-se, de forma mais detalhada, os resultados para $H_s \leq 8m$ com o propósito de analisar separadamente a variação de F_h na zona sem impacto.

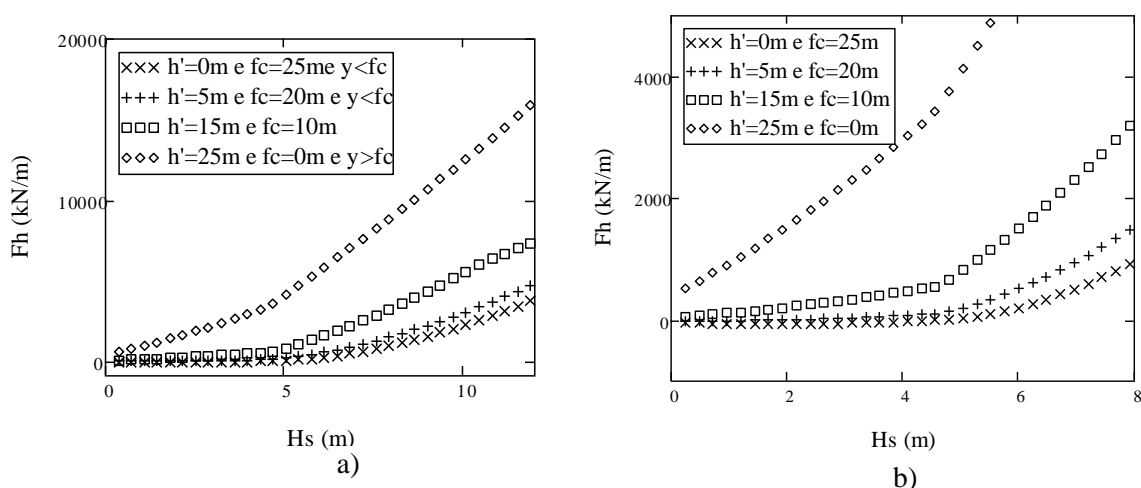


Figura 5.44: a) Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c . b) Variação de F_h com H_s para diferentes valores de h' e f_c dentro do limite de validade.

A variação de F_h com H_s (Figura 5.44a e b) é tanto maior quanto maior for h' e f_c . No caso em que $h'=0m$ e $f_c = 25m$, $h'=5m$ e $f_c = 20m$ e $h'=15m$ e $f_c = 10m$ a variação F_h não é tão significativa,

especialmente para $H_s < 5\text{m}$. No entanto, para $h'=25\text{m}$ e $f_c=0\text{m}$ já a variação da força horizontal máxima torna-se significativa.

A força dinâmica na zona protegida da superestrutura depende directamente de h' , enquanto a força dinâmica na zona da superestrutura não protegida depende de f_c ou de y , isto porque, quando $y < f_c$, a força dinâmica pode não actuar em toda a altura da superestrutura não protegida.

Para $H_s \leq 4.6\text{m}$ (Figura 5.44a e b) F_h corresponde à resultante P_{ph} , uma vez que não há pressão dinâmica porque $R_u < A_c$. Já para $h'=15\text{m}$ e $f_c=10\text{m}$ o y só é menor que f_c quando $H_s \leq 10.6\text{m}$.

Quando a onda rebenta directamente na superestrutura ($H_s > 8\text{m}$, Figura 5.44a) a variação de F_h com H_s é maior do que quando a onda atinge a superestrutura já rebentada (Figura 5.44b).

5.4.8 Influência da coordenada vertical medida relativamente a um nível de referência, z

A Figura 5.45a) foi obtida com base nos valores dos parâmetros apresentados no Quadro 5.13 e considerando $H_s = 12\text{m}$, que é o caso em que a onda rebenta directamente na superestrutura e em que se está fora dos limites de validade da fórmula. A onda não rebenta directamente na superestrutura para as condições em que a Figura 5.45b) foi obtida, ou seja, quando as relações $B_c/H_{\text{máx}}$ e $A_c/H_{\text{máx}}$ se encontram na zona sem impacto da Figura 3.5, para $H_s \leq 8\text{m}$.

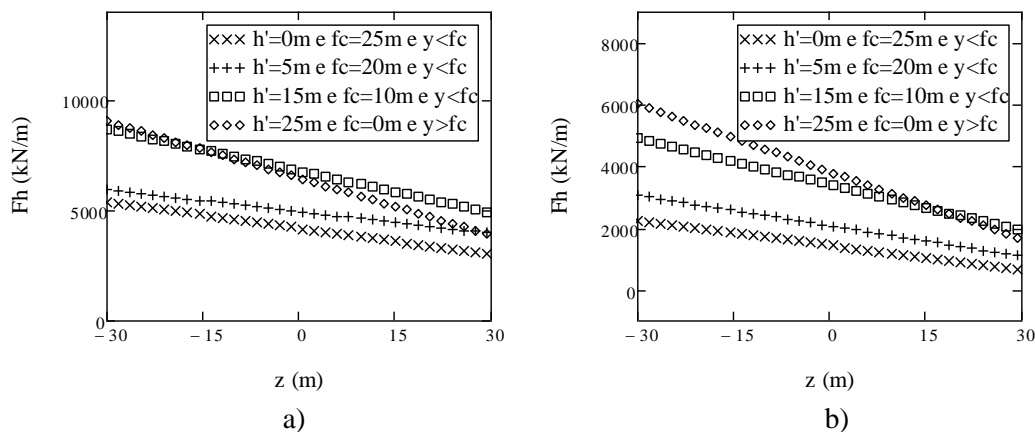


Figura 5.45: a) Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c e $H_s = 12\text{m}$. b) Variação de F_h com z para diferentes valores de h' e f_c e $H_s = 8\text{m}$.

Na análise destas figuras é preciso ter em conta outro parâmetro, a cota da base da superestrutura, w_f , que é um parâmetro importante na análise da força horizontal máxima que actua na superestrutura, porque se o quebra-mar de talude tiver uma cota de coroamento elevada, a base da superestrutura terá também a sua cota elevada. Isto significa que, se a cota da base da superestrutura, w_f , estiver acima da cota do nível de referência a partir do qual se inicia a coordenada z , ou seja,

quando $z > 0$, F_h diminui com o aumento de z , conforme se pode ver na Figura 5.45a). Em geral, F_h aumenta à medida que h' aumenta e f_c diminui.

5.5 Breves considerações sobre as análises paramétricas

A influência dos parâmetros T , H_s e $\cot(\alpha)$ nas análises paramétricas efectuadas relativamente ao Ir_0 permitiu concluir que:

- Quando $Ir_{0p} > 2.5$ (formulação de Günbak e Gökce, 1984), $Ir_{0m} > 1.5$ (formulação de Pedersen, 1996) e $Ir_{0p} > 3.0$ (formulação de Martín *et al.*, 1999), o número de Iribarren varia:
 - o Linearmente com T_p ou T_m para diferentes valores de H_s e de $\cot(\alpha)$.
 - o Exponencialmente com H_s para diferentes valores de $\cot(\alpha)$.
- No caso em que $Ir_{0p} < 2.5$ (formulação de Günbak e Gökce, 1984) e $Ir_{0m} \leq 1.5$ (formulação de Pedersen, 1996), o número de Iribarren varia linearmente com os parâmetros T , H_s e $\cot(\alpha)$.

O espraçamento varia linearmente com os parâmetros T , H_s e $\cot(\alpha)$ para quaisquer valores de Ir_0 .

Relativamente à influência dos diversos parâmetros analisados no cálculo de P_d , P_{ph} e/ou da força horizontal máxima, F_h , a análise paramétrica realizada neste capítulo permitiu chegar as seguintes conclusões:

- Influência de H_s
 - o As formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, Martín *et al.*, 1999, e Pedersen, 1996 apresentam uma dependência linear entre F_h e H_s para diferentes valores de A_c .
 - o Quando $Ir_{0p} < 2.5$, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 apresenta uma dependência linear entre F_h e H_s para diferentes valores de A_c .
 - o Quando $Ir_{0p} > 2.5$, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 não apresenta uma dependência linear entre F_h e H_s para diferentes valores de A_c .
- Influência de A_c
 - o F_h diminui quando A_c aumenta.

- A influência de A_c é considerável nas formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, Pedersen, 1996.
- Quando $Ir_{op} < 2.5$, a influência de A_c dada pela formulação de Günbak e Gökce, 1984 é mais relevante do que quando $Ir_{op} > 2.5$.
- A influência de A_c é considerável na formulação de Martín *et al.*, 1999 a partir de determinado valor de H_s .
- Influência de T_p
 - As formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 e Günbak e Gökce, 1984 (para $Ir_{op} < 2.5$) apresentam uma dependência não linear entre F_h e T_p para diferentes valores de A_c , sendo a influência de A_c menos significativa no caso da formulação de Günbak e Gökce, 1984 do que no caso da formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988.
 - A formulação de Pedersen, 1996 apresenta uma aproximação linear entre F_h e T_p para diferentes valores de A_c , sendo a influência de A_c pouco significativa tanto fora como dentro dos limites validade.
 - A formulação de Martín *et al.*, 1999 apresenta uma dependência linear entre F_h e T_p para diferentes valores de A_c , sendo a influência de A_c mais significativa fora dos limites validade do que dentro limites validade. Estas formulações mostram que F_h aumenta quando T_p aumenta.
- Influência de B_e
 - Somente as formulações de Pedersen, 1996 e Martín *et al.*, 1999 permitem analisar a influência deste parâmetro na variação de F_h .
 - Para a formulação de Pedersen, 1996, fora dos limites de validade da fórmula F_h cresce exponencialmente com B_e (para valores de B_e baixos) para diferentes valores de H_s porque à medida que B_e aumenta a variação de F_h é insignificante. Dentro dos seus limites de validade a formulação de Pedersen, 1996 apresenta uma dependência aproximadamente linear entre F_h e B_e e varia mais significativamente com B_e .
 - A formulação de Martín *et al.*, 1999, tanto dentro como fora do limite de validade, apresenta uma dependência linear entre F_h e B_e e menos significativa com B_e .
- Influência de $\cot(\alpha)$

- As formulações de Martín *et al.*, 1999, Pedersen, 1996, tanto dentro como fora dos limites de validade, e Günbak e Gökce, 1984 (somente quando $Ir_{0p} < 2.5$) apresentam uma variação linear entre F_h e $\cot(\alpha)$.
- Para a formulação de Günbak e Gökce, 1984, quando $Ir_{0p} > 2.5$, a variação de F_h com $\cot(\alpha)$ não é linear.
- Estas formulações apresentam uma variação de F_h com $\cot(\alpha)$ pouco significativa e não permitem concluir sobre o aumento ou diminuição de F_h com o aumento ou diminuição de $\cot(\alpha)$, uma vez que se utilizaram valores de períodos diferentes para os diferentes valores de $\cot(\alpha)$ de modo a conseguir obter valores de Ir_0 dentro dos limites impostos por esses autores.
- Influência de h_w
 - As formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 (tanto fora como dentro dos limites de validade), Pedersen, 1996 (dentro dos limites de validade), Martín *et al.*, 1999 e Günbak e Gökce, 1984 apresentam uma variação linear de F_h com h_w .
 - A formulação de Pedersen, 1996, fora dos limites de validade, apresenta uma variação não linear de F_h com h_w .
 - Estas formulações mostram que F_h cresce quando h' e f_c aumentam.
- Influência de z
 - As formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999 mostram uma variação linear de F_h com z e ambas mostram que:
 - Quando w_f estiver acima da cota do nível de referência a partir do qual se inicia a coordenada z ($z > 0$), F_h diminui com o aumento de z , e,
 - Quando w_f estiver abaixo da cota do nível de referência a partir do qual se inicia a coordenada z ($z < 0$), F_h aumenta.

A análise paramétrica da força horizontal máxima induzida pela onda na superestrutura com os parâmetros que representam o tipo de material que constitui o manto principal exterior, A_u e B_u , só foi possível para a formulação de Martín *et al.*, 1999. A variação de F_h com A_u e B_u é linear e cresce quando A_u aumenta e B_u diminui.

6. CASOS DE ESTUDO

Neste capítulo apresentam-se os resultados da aplicação das formulações analisadas nos capítulos 4 e 5 a duas superestruturas de dois quebra-mares reais: os quebra-mares de talude do porto de Gijón (Espanha) e do porto de Amboim (Angola). Os resultados são apresentados graficamente e quantitativamente, permitindo comparar os resultados obtidos por cada formulação. Na análise destes resultados são tidas ainda em conta as conclusões obtidas no capítulo anterior sobre o comportamento das fórmulas para os diferentes valores dos seus parâmetros de base.

Estes dois molhes foram escolhidos por serem casos com um especial interesse para este estudo. O Porto de Gijón foi o caso de estudo de base da formulação de Martin *et al.*, 1999 e foi com base em dados de campo recolhidos neste porto e dados de ensaios à escala de uma secção do porto que os autores desenvolveram a fórmula. O Porto de Amboim tem a particularidade de se dispor de dados de pressão em dois pontos do muro-cortina e em um ponto na base da superestrutura obtidos em ensaios em modelo físico à escala 1:29.2, o que permite comparar os resultados obtidos com os medidos.

Além disso, a superestrutura do quebra-mar de talude do Porto de Amboim não tem uma zona não protegida pelo manto ($f_c=0$), ao contrário da superestrutura do quebra-mar de talude do Porto de Gijón, o que permite analisar os resultados das pressões/forças à luz das conclusões obtidas no capítulo anterior. Os materiais constituintes dos quebra-mares de talude, principalmente os do manto principal exterior, são também diferentes nos dois casos, permitindo analisar ainda os resultados obtidos à luz das conclusões obtidas no capítulo anterior no que diz respeito à formulação de Martín *et al.*, 1999.

Os resultados das pressões/ forças na superestrutura para ambos os molhes foram obtidos para alguns valores escolhidos de T_p , H_s e nível de maré.

Quadro 6.2: Dados da agitação utilizados nos cálculos.

Dados da agitação	Unidades	
T_p	16	s
T_m	16	s

Quadro 6.3: Dados da estrutura de acordo com a Figura 2.4.

Dados da Estrutura	Unidades	
B	18,72	m
B'	6,5	m
h_w	18,35	m
h_{w1}	6,25	m
B_e	3,75	m
h	21	m
A_c	9,5	m
α	0,59	rad
f_c	4,85	m
w_f	0	m

O cálculo de P_d , P_{ph} e/ou F_h na secção transversal em estudo é feita para quatro casos, onde se variaram as características da agitação (diferentes valores de H_s) e os níveis de maré (PMAV e BMAV, Figura 6.1) e, conseqüentemente, os valores de A_c , conforme se pode ver no Quadro 6.4.

Quadro 6.4: Valores de H_s e A_c usados na análise das pressões/forças.

	H_s (m)	A_c (m)	Nível de Maré (m)
Caso 1	7	9,5	4
Caso 2	7	13,5	0
Caso 3	10	9,5	4
Caso 4	10	13,5	0

No Quadro 6.5 estão apresentados os resultados de alguns cálculos comuns à aplicação das quatro formulações, com base nos parâmetros já apresentados, como por exemplo, d , que é a profundidade de água no pé da obra e é dada pela soma de h com o Nível de Maré; W_1 e W_2 , que correspondem ao peso próprio da superestrutura; M_w^O , que é o momento flector devido ao peso próprio da superestrutura relativamente ao ponto O; k , que significa o número de onda e foi obtido usando a equação de dispersão (4.46); L e L_0 , que foram obtidas utilizando as equações (4.45) e (3.6),

respectivamente. No Quadro A.1 do Anexo A apresentam-se ainda os resultados de I_{r0} , R_u e y de algumas das formulações analisadas.

Quadro 6.5: Cálculos comuns.

Cálculos Comuns		Unidades
d	25	m
h'	13,5	m
σ	0,39	rad/s
	0,027	rad/m
k	0,027	rad/m
L	232,71	m
L_{0p}	399,7	m
L_{0m}	399,7	m
W_1	1781,74	kN/m
W_2	2869,43	kN/m
M_w^O	49967	kN.m/m
$H_{m\acute{a}x}$	12,6	m

6.1.2 Resultados

Apresentam-se, neste ponto, os valores de pressões e/ou força, momentos flectores e coeficientes de segurança obtidos para as condições de agitação e de nível em estudo. A resultante das pressões foi obtida de acordo com as equações (5.1) e (5.3) para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999, respectivamente. Para a formulação de Pedersen, 1996 utilizou-se a equação (4.12), tendo em conta que y_{ef} é dada pela equação (5.2). Para as formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 utilizou-se a equação (4.1), considerando a secção transversal A da Figura 4.3, cujos coeficientes a e b se encontram apresentados no Quadro 4.1.

Pedersen, 1996 e Günbak e Gökce, 1984 consideram que o ângulo que a cunha de espraçamento faz com o declive do manto principal exterior no início da berma, θ , é igual 15° (0.26 radianos), enquanto Martín *et al.*, 1999 considera $\theta = 27^\circ$ (0.47 radianos). A formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 não depende de θ .

Considerou-se $H_{m\acute{a}x} = 1.8H_s$ para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999. Para a formulação de Martín *et al.*, 1999 e, tendo em conta que o manto principal exterior é constituído por blocos paralelepípedicos com uma porosidade $n = 40\%$, considerou-se $A_u = 1.2$ e $B_u = -0.65$ (de acordo com a Figura 4.10). O parâmetro C_f foi tomado igual a 1.45, valor a utilizar na formulação de Martín *et al.*, 1999 para estruturas pequenas e de pouca inércia.

Relativamente à formulação de Martín *et al.*, 1999, a resultante de $P_{d(p)}$ na base da superestrutura, $F_b(P_{d(p)})$, é dada pela equação (6.1), e a de P_{ph} na base da superestrutura, $F_b(P_{ph})$, é dada pela equação (6.2) (ver Figura 6.2). Assim, a força que actua na base da superestrutura toma o valor máximo entre $F_b(P_{d(p)})$ e $F_b(P_{ph})$.

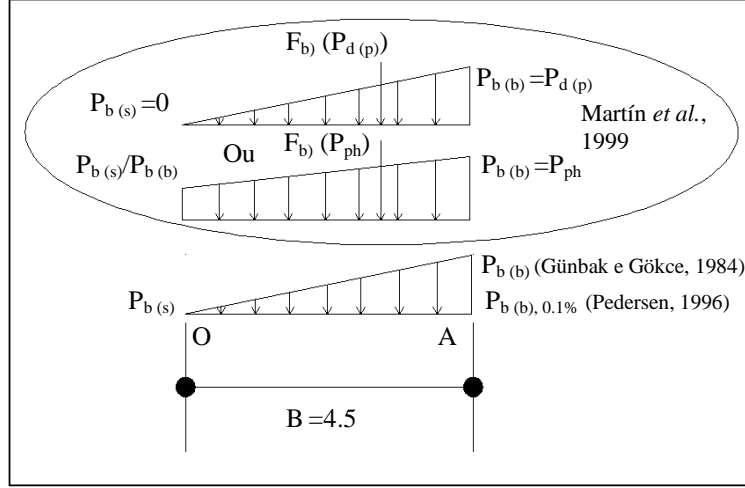


Figura 6.2: Distribuição de pressão na base da superestrutura assumida por Martín *et al.*, 1999, Günbak e Gökce, 1984 e Pedersen, 1996.

$$F_b(P_{d(p)}) = P_{d(p)} B 0.5 \quad (6.1)$$

$$F_b(P_{ph}) = P_{b(s)} B + (P_{ph} - P_{b(s)}) B 0.5 \quad (6.2)$$

Para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Pedersen, 1996 a resultante das pressões é dada pelas equações (6.3) e (6.4), respectivamente (ver Figura 6.2):

$$F_b(P_{d(p)} + P_{ph}) = P_{b(b)} B 0.5 \quad (6.3)$$

$$F_b(P_{d(p)}) = P_{b(b)} B 0.5 \quad (6.4)$$

O momento flector horizontal relativamente ao ponto A (ver Figura 6.2), M_h^A , é dado pelas equações (6.5) e (6.6) para as formulações de Martín *et al.*, 1999 e Günbak e Gökce, 1984, respectivamente. O momento flector na base da superestrutura relativamente ao ponto O (ver Figura 6.2), M_b^O , é dado pela equação (6.7) para a formulação de Martín *et al.*, 1999, que corresponde ao valor máximo de momento flector dado por $F_b(P_{d(p)})$ e $F_b(P_{ph})$.

A equação (6.8) permite obter M_b^O para a formulação de Günbak e Gökce, 1984. Para a formulação de Pedersen, 1996, M_h^A é dado pela equação (4.16) e M_b^O é dado pela equação (6.9). No

que diz respeito à formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 as equações (6.9) e (6.10) permitem obter M_h^A e M_b^O , respectivamente.

$$M_h^A = \beta \rho_w g y^* f_c^* (0.5 f_c^* + h') + \lambda \beta \rho_w g y^* h' 0.5 h' + \mu \rho_w g (y + A_c - z)(h' + y) 0.5 \left(\frac{1}{3}\right) (h' + y) \quad (6.5)$$

$$M_h^A = 0.5 \rho_w g y^* f_c^* (0.5 f_c^* + h') + 0.5 \rho_w g y^* 0.5 h' 0.5 h' + (0.5 \rho_w g y^* - 0.5 \rho_w g y^* 0.5) h' 0.5 (2/3) h' + \mu \rho_w g (y + A_c - z)(h' + y) 0.5 \left(\frac{1}{3}\right) (h' + y) \quad (6.6)$$

$$M_b^O = \text{Máximo} [P_{b(s)} B 0.5 B + (P_{b(b)} - P_{b(s)}) B 0.5 \left(\frac{2}{3}\right) B; P_{d(p)} B 0.5 (2/3) B] \quad (6.7)$$

$$M_b^O = P_{b(b)} B 0.5 (2/3) B \quad (6.8)$$

$$M_h^A = F_{h,0.1\%} h_w 0.5 \quad (6.9)$$

$$M_b^O = F_{b,0.1\%} B \left(\frac{2}{3}\right) \quad (6.10)$$

Os coeficientes de segurança ao deslizamento e ao derrubamento foram obtidos de acordo com as equações (4.50) e (4.51), respectivamente, considerando um coeficiente de atrito $v = 0.6$.

O Quadro 6.6 foi obtido de acordo com a Figura (3.5) e permite identificar os casos em que a onda rebenta directamente na superestrutura e os casos em que isso não acontece. Note-se que a onda rebenta directamente na superestrutura para o maior valor de H_s e o menor valor de A_c testados, ou seja, para o caso 3.

Quadro 6.6: Zona de impacto e sem impacto dada pela formulação de Martín *et al.*, 1999.

	H_s (m)	A_c (m)	B_e/H_{\max}	A_c/H_{\max}	Impacto?
Caso 1	7	9,5	0,3	0,75	NÃO
Caso 2	7	13,5	0,3	1,07	NÃO
Caso 3	10	9,5	0,21	0,53	SIM
Caso 4	10	13,5	0,21	0,75	NÃO
$B_e = 3,75\text{m}$					

Pressão

As Figuras 6.3 e 6.4a), b) e c) mostram os valores das pressões no muro-cortina e na base da superestrutura para os 4 casos estudados (ver Quadro 6.4). Pedersen, 1996 não considera a P_{ph} na sua formulação, por isso este valor não aparece nestas figuras. Note-se que, para a formulação de Pedersen, 1996, Ir_{0m} e A_c/B_e estão fora dos limites de validade para os casos das Figuras 6.3 e 6.4a) e, para as Figuras 6.4b) e c), falha apenas A_c/B_e . $Ir_{0p} > 3$, condição de validade para a formulação de Martín *et al.*, 1999 é verificada para qualquer dos casos em estudo.

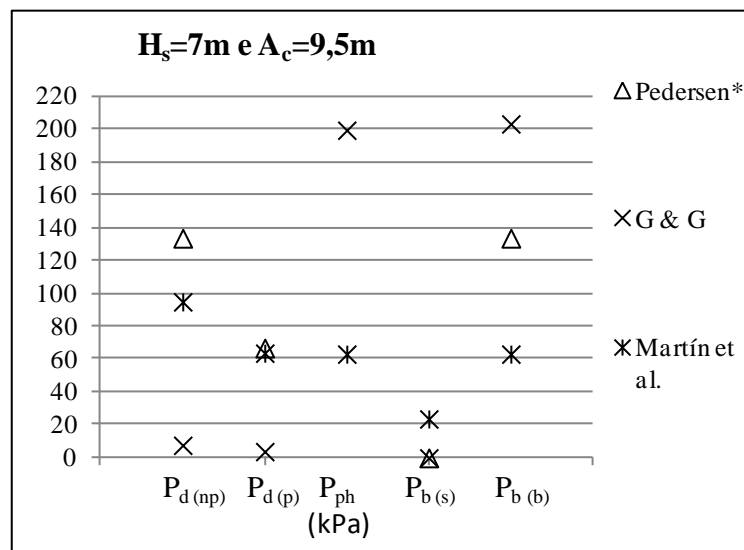
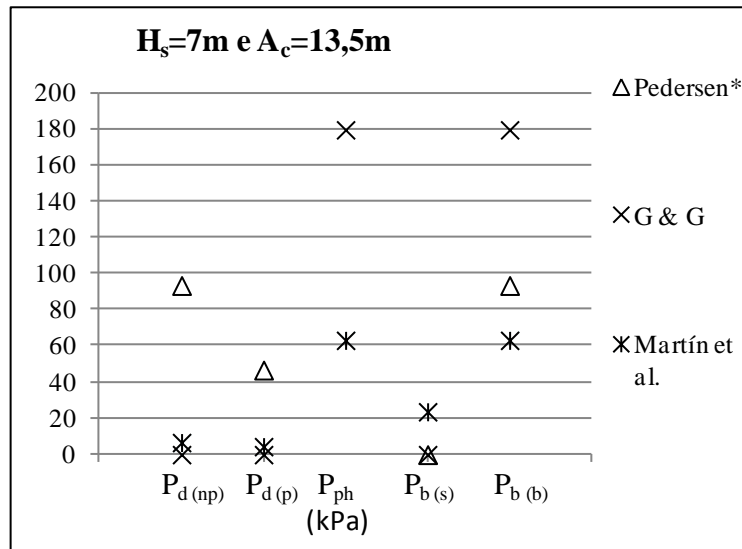
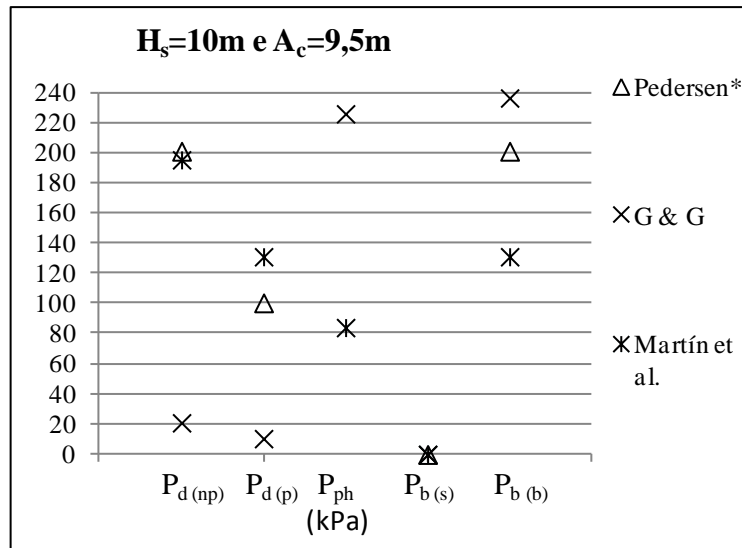


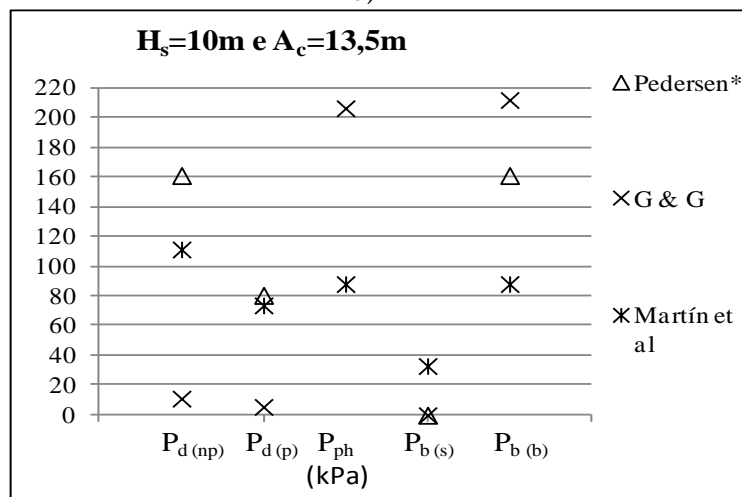
Figura 6.3: Pressões no muro-cortina e na base da superestrutura para o caso 1.



a)



b)



c)

*Fora dos limites de validade para: A_c/B_e e Ir_{0m} (Figuras 6.3 e 6.4a) e A_c/B_e (Figuras 6.4b e c).

Figura 6.4: Pressões no muro-cortina e na base da superestrutura: a) Caso 2. b) Caso 3. c) Caso 4.

A Figura 6.3 mostra a formulação de Pedersen, 1996 a apresentar o maior valor de $P_{d\ (np)}$ e a formulação de Günbak e Gökce, 1984 a apresentar o menor valor de $P_{d\ (np)}$. A $P_{d\ (p)}$ dada pela formulação de Pedersen, 1996 é praticamente igual à $P_{d\ (p)}$ dada pela formulação de Martín *et al.*, 1999. Isto está relacionado com o coeficiente λ , que Pedersen, 1996 considera constante e igual a 0.5 e Martín *et al.*, 1999 calcula pela equação (4.44).

As Figuras 6.3 e 6.4a) a c) mostram que a P_{ph} dada pela formulação de Günbak e Gökce, 1984 é superior a P_{ph} dada pela formulação de Martín *et al.*, 1999, porque P_{ph} dada pela formulação de Martín *et al.*, 1999 depende do coeficiente μ (ver equação (4.49)), enquanto para a formulação de Günbak e Gökce, 1984 a P_{ph} não depende desse coeficiente. Para a formulação de Martín *et al.*, 1999, o caso 3 é o que apresenta maiores valores de pressões porque é o caso onde a onda rebenta directamente na superestrutura.

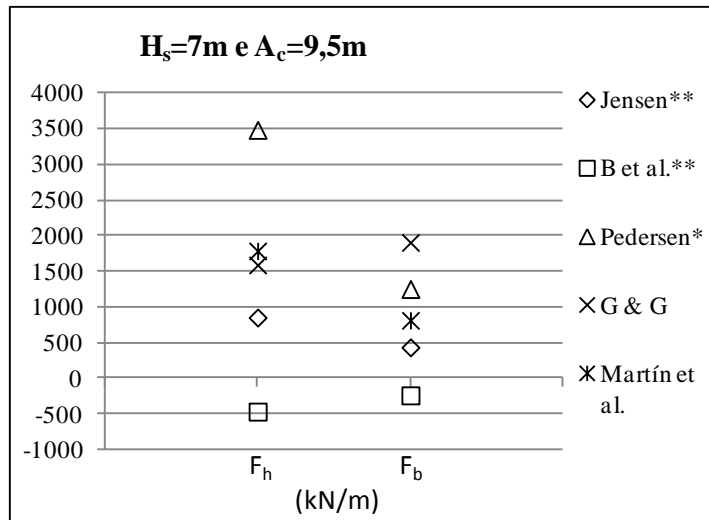
$P_{b\ (s)}=0$ para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e de Pedersen, 1996 e, para a gama de P_d e P_{ph} , a formulação de Günbak e Gökce, 1984 apresenta maiores valores de $P_{b\ (b)}$, uma vez que considera $P_{b\ (b)}=0.5P_{d\ (np)}+P_{ph}$, enquanto Martín *et al.*, 1999 considera $P_{b\ (b)}=P_{d\ (p)}$ ou P_{ph} e Pedersen, 1996 considera $P_{b\ (b),\ 0.1\%}$ dada pela equação (4.17), sendo que nestes 4 casos em estudo $A=1$ e, portanto, $P_{b\ (b),\ 0.1\%}=P_{d\ (np)}$ (ver as Figuras 6.3 e 6.4).

Para a formulação de Günbak e Gökce, 1984, $P_{d\ (np)}$ e $P_{d\ (p)}$ são nulas (ver Figura 6.4a), porque $R_u < A_c$.

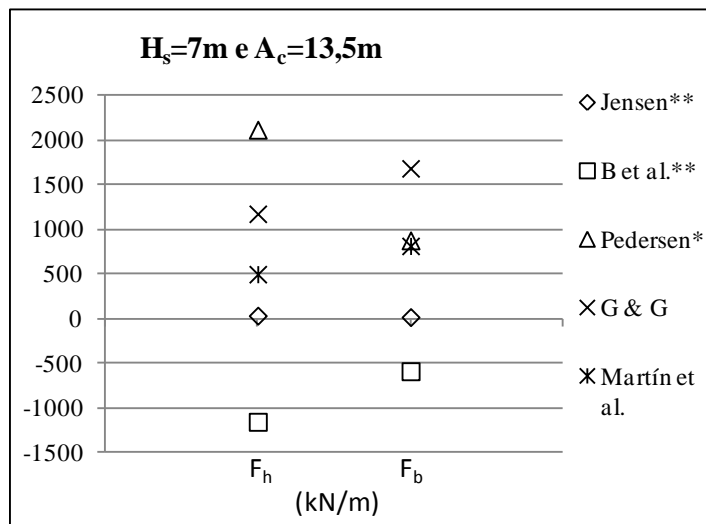
As Figuras 6.3 e 6.4a) a c) mostram que as pressões aumentam quando H_s aumenta e A_c diminui, como se tinha verificado nas análises paramétricas efectuadas no capítulo anterior.

Força

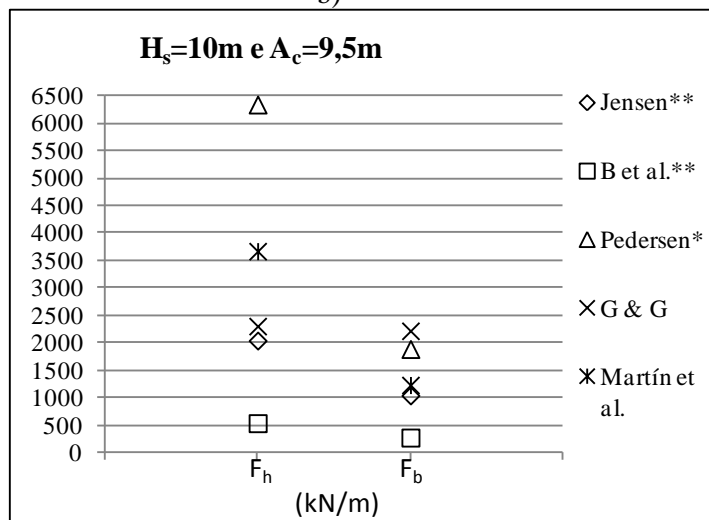
As Figuras 6.5a) a c) e 6.6 mostram os valores de F_h e F_b para os diferentes casos em estudo e para todas as formulações. Note-se que para a formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 H_s/A_c está fora dos limites de validade para os casos das Figuras 6.5a), b) e 6.6 e, para os casos da Figura 6.5c), esta formulação encontra-se dentro dos limites de validade.



a)

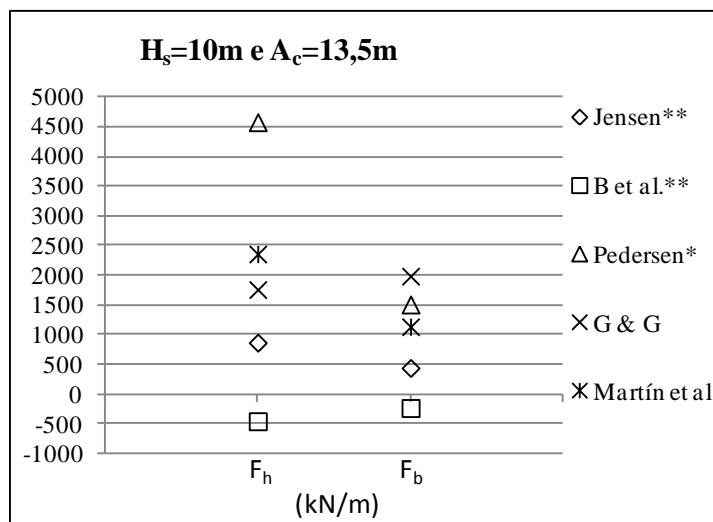


b)



c)

Figura 6.5: Forças no muro-cortina e na base da superestrutura: a) Caso 1. b) Caso 2. c) Caso 3.



*Fora dos limites de validade para: A_c/B_e e Ir_{0m} (Figuras 6.5a e b) e A_c/B_e (Figuras 6.5c e 6.6).

**Fora dos limites de validade para: H_s/A_c (Figuras 6.5a, b e 6.6).

Figura 6.6: Forças no muro-cortina e na base da superestrutura para o caso 4.

As Figuras 6.5a), b), c) e 6.6 mostram que a formulação de Pedersen, 1996 apresenta os maiores valores de F_h , já que este autor não considera a P_{ph} . Contudo, esta formulação encontra-se fora dos limites de validade já mencionados anteriormente.

A formulação de Bradbury *et al.*, 1988 apresentaram valores de F_h e F_b inferiores a zero quando esta formulação se encontra fora dos limites de validade (ver Figura 6.5a, b e 6.6).

A gama de valores de P_d e P_{ph} obtidas pelas formulações de Günbak e Gökce, 1984 e de Martín *et al.*, 1999 influenciam directamente os valores das resultantes de F_h e F_b . Tanto a $P_{d(np)}$ como a $P_{d(p)}$ (ver as Figuras 6.3 e 6.4) da formulação de Martín *et al.*, 1999 apresentaram valores superiores às obtidas pela formulação de Günbak e Gökce, 1984, por isso F_h é maior no caso da formulação de Martín *et al.*, 1999 do que no caso da formulação de Günbak e Gökce, 1984 (ver Figuras 6.5a, c) e 6.6). No que diz respeito á Figura 6.5b), F_h é maior no caso da formulação de Günbak e Gökce, 1984 do que no caso da formulação de Martín *et al.*, 1999, isto porque $P_{d(np)}$ e $P_{d(p)}$ são pouco significativos para ambas formulações e P_{ph} é muito maior no caso da formulação de Günbak e Gökce, 1984 do que no caso da Martín *et al.*, 1999.

O caso 3 é o que apresenta maiores valores de F_h e F_b para a formulação de Martín *et al.*, 1999 por ser o caso em que a onda rebenta directamente na superestrutura.

Relativamente a F_b , para os casos 1 e 2 (ver Figuras 6.5a e b) a formulação de Günbak e Gökce, 1984 fornece valores de F_b maiores que as restantes formulações, enquanto os casos 3 e 4

(Figuras 6.5c e 6.6) mostram valores de F_b dados pela formulação de Günbak e Gökce, 1984 próximos dos obtidos pela formulação de Martín *et al.*, 1999.

Apesar de, na maioria dos casos aqui estudados, a formulação de Pedersen, 1996 apresentar valores de $P_{d(np)}$ e $P_{d(p)}$ superiores aos valores apresentados pelas formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999 (ver as Figuras 6.3 e 6.4), F_b dada pela formulação de Pedersen, 1996 (ver as Figuras 6.5 e 6.6) é inferior aos valores apresentados por estes dois autores mas superiores aos apresentados pelas formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988. Isto pode dever-se ao facto de Pedersen, 1996 não considerar P_{ph} e considerar $P_{b(b)} = P_{d(np)}$.

Da análise das Figuras 6.5 e 6.6 pode concluir-se que F_h e F_b aumentam quando H_s aumenta e A_c diminui.

Momento flector

As Figuras 6.7 e 6.8a) a c) representam os valores de M_h^A e M_b^O para os 4 casos em análise e para as 5 formulações.

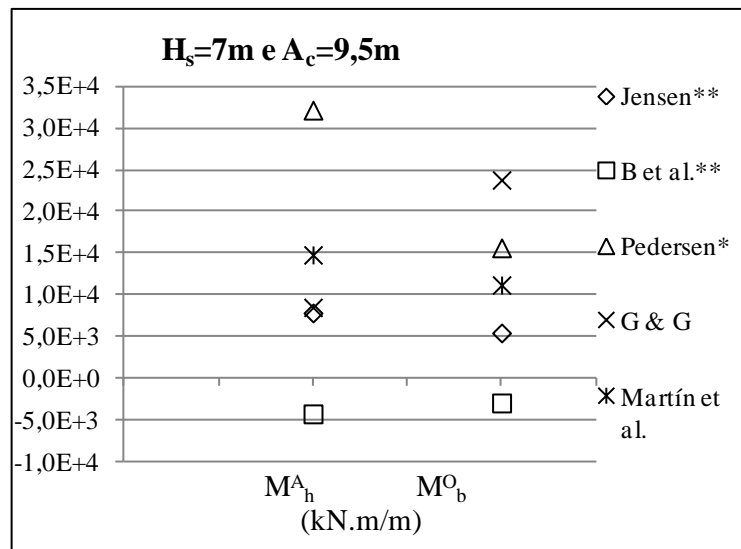
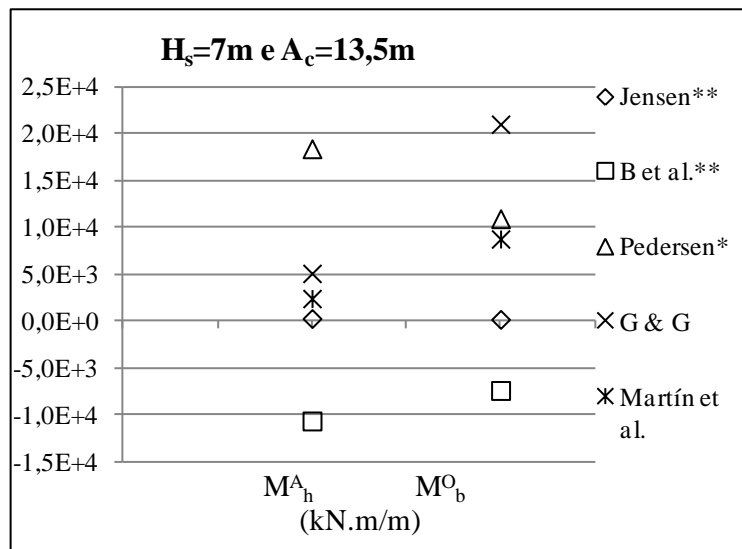
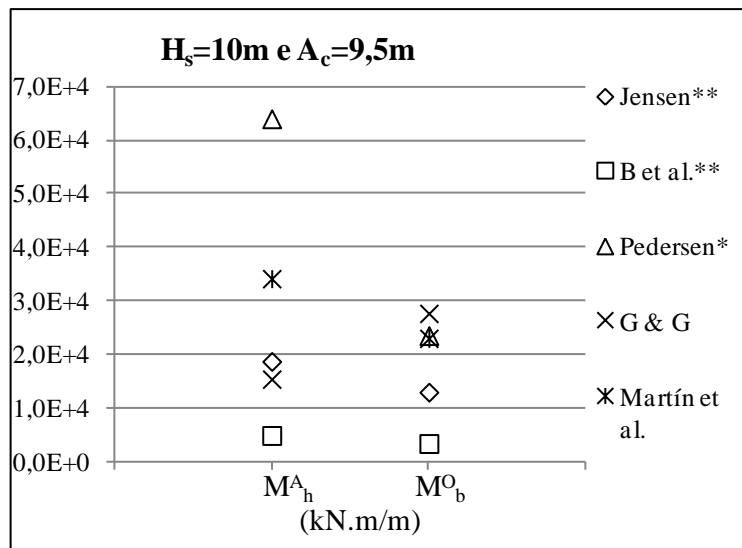


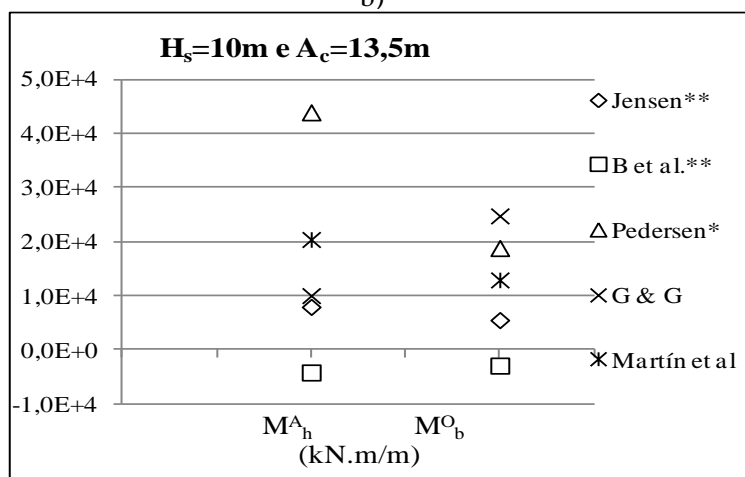
Figura 6.7: Momentos flectores no muro-cortina e na base da superestrutura para o caso 1.



a)



b)



c)

*Fora dos limites de validade para: A_c/B_e e Ir_{0m} (Figuras 6.7 e 6.8a) e A_c/B_e (Figuras 6.8b e c).

**Fora dos limites de validade para: H_s/A_c (Figuras 6.7 e 6.8a e c).

Figura 6.8: Momentos flectores no muro-cortina e na base da superestrutura: a) Caso 2. b) Caso 3. c) Caso 4.

A formulação de Pedersen, 1996 apresenta o maior valor de M_h^A em todos os casos representados nas Figuras 6.7 e 6.8. As Figuras 6.7 e 6.8b) e c) mostram que a formulação de Martín *et al.*, 1999 apresenta o segundo maior valor de M_h^A e a seguir tem-se a formulação de Günbak e Gökce, 1984, Jensen, 1984 e, por último, a formulação de Bradbury *et al.*, 1988, tal como acontece no caso das forças (ver Figuras 6.5a, c e 6.6). A Figura 6.8a) mostra que o segundo maior valor de M_h^A é dado pela formulação de Günbak e Gökce, 1984 e a seguir tem-se a formulação de Martín *et al.*, 1999, Jensen, 1984 e, por último, a formulação de Bradbury *et al.*, 1988, tal como acontece no caso das forças (ver Figura 6.5b). Isso significa que, tal como esperado, quanto maior for F_h maior será M_h^A .

A formulação de Bradbury *et al.*, 1988 apresentam valores de M_h^A inferiores a zero (ver Figuras 6.7 e 6.8a e c) porque F_h é também inferior a zero, por estar fora do limite de validade.

A formulação de Pedersen, 1996 apresenta valores de F_b muito próximos (ver Figura 6.5a e b) e inferiores (ver Figura 6.5c e 6.6) aos valores apresentados pela formulação de Martín *et al.*, 1999. No entanto, a equação (4.16) que permite obter M_h^A pela formulação de Pedersen, 1996 fornece valores de M_h^A superiores aos valores dados pela formulação de Martín *et al.*, 1999.

Coefficiente de segurança

O Quadro 6.7 apresenta os coeficientes de segurança obtidos para os 4 casos em estudo e para as 5 formulações. O deslizamento da superestrutura ocorre se $C_{des} < 1.0$, ou seja, se $\mu (W - F_b) < F_h$ ou se $W < F_b$. O derrubamento da superestrutura ocorre se $C_{der} < 1.0$, ou seja, se $(M_w^O - M_b^O) < M_h^A$ ou se $M_w^O < M_b^O$. Esses coeficientes de segurança devem ser superiores a 1.4 [Martín *et al.*, 1999b].

Quadro 6.7: Coeficiente de segurança para os 4 casos em estudo.

Formulação	Jensen, 1984		Bradbury <i>et al.</i> , 1988		Pedersen, 1996		Günbak e Gökce, 1984		Martín <i>et al.</i> , 1999	
Coeficientes de segurança	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}
Caso 1	2,83	3,61	-6,06	-6,63	0,55	1,00	0,96	1,49	1,23	1,85
Caso 2	81,43	94,17	-2,62	-2,67	1,02	1,63	1,42	1,83	4,40	4,27
Caso 3	1,01	1,51	4,70	5,76	0,24	0,55	0,58	1,11	0,53	0,84
Caso 4	2,78	3,55	-6,21	-6,81	0,39	0,76	0,84	1,36	0,85	1,47

As formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 não têm em conta vários dos parâmetros que influenciam as pressões/forças induzidas pelas ondas na superestrutura, tais como: B_e , o tipo de materiais que constituem o manto principal exterior, R_u e y .

Para a formulação de Bradbury *et al.*, 1988 e nos casos 1, 2 e 4, os valores de C_{des} e de C_{der} são inferiores a zero porque F_h e M_h^A são inferiores a zero. Relativamente ao caso 3, esta formulação apresenta valores de C_{des} e de C_{der} superiores à unidade.

Para a formulação de Jensen, 1984 dos resultados obtidos, a secção é estável fora dos limites de validade da formulação e instável dentro desses limites. Esta formulação apresenta valores de C_{des} e de C_{der} superiores à unidade nos casos em estudo, apesar de estar fora dos limites de validade em todos os casos, excepto no caso 3. Relativamente ao caso 2, os valores de C_{des} e de C_{der} apresentam valores bastante elevados porque F_h é bastante inferior a $\mu (W-F_b)$, o que faz com que M_h^A seja também bastante inferior a $(M_w^O - M_b^O)$.

Para as formulações de Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999 há casos em que os C_{des} e de C_{der} tomam valores inferiores à unidade pelas razões já explicadas acima.

De um modo geral, os C_{des} e de C_{der} aumentam quando A_c aumenta e diminuem quando H_s aumenta.

A formulação de Pedersen, 1996 é bastante condicionada pelos seus limites de validade, por isso a sua aplicação torna-se muito difícil, mas já tem em consideração B_e , R_u e y . A secção do quebra-mar de talude do Porto de Gijón é instável quando se usa a formulação de Pedersen, 1996 o que pode ser justificado pelo facto de esta formulação estar fora dos limites de validade.

A formulação de Günbak e Gökce, 1984 considera R_u , y e P_{ph} mas não considera B_e , os tipos de materiais que constituem o manto principal exterior nem o coeficiente μ na expressão de P_{ph} . Quando $Ir_{0p} > 2.5$ a pressão induzida pela onda na superestrutura calculada pela fórmula não depende de T_p , ou seja, mesmo que T_p aumente a pressão nunca varia. Por isso e também pelo facto de não se referirem os seus limites de validade, a aplicabilidade desta formulação torna-se difícil em casos práticos de engenharia. Caso se pretenda utilizar esta formulação e caso $Ir_{0p} > 2.5$, recomenda-se a realização de ensaios em modelo físico de modo a analisar com mais detalhe a pressão induzida pela onda. A secção é estável apenas para o caso 2.

A formulação de Günbak e Gökce, 1984 é a que apresentou maior valor de $P_{b(b)}$ por razões já explicadas anteriormente. Por isso esta formulação apresenta coeficientes de segurança inferiores aos da formulação de Martín *et al.*, 1999, o que significa que para a formulação de Günbak e Gökce, 1984 seria necessário aumentar a secção da superestrutura.

A formulação de Martín *et al.*, 1999 tem em conta B_e , R_u , y , P_{ph} , os tipos de materiais que constituem o manto principal exterior e o coeficiente μ na expressão de P_{ph} . Relativamente à pressão na base a sotamar da superestrutura, $P_{b(s)}$, a formulação de Martín *et al.*, 1999 é a única que propõe o cálculo desta pressão e, portanto, é a formulação que melhor se aplica neste caso de estudo. As

restantes formulações consideram $P_{b(s)} = 0$, o que nem sempre acontece, uma vez que a base da superestrutura do quebra-mar de talude de Gijón localiza-se próximo de BMAV, logo $P_{b(s)}$ não pode ser nula. No entanto, a secção é instável para os casos 1, 3 e 4, o que se pode ultrapassar aumentando a secção transversal da superestrutura ou diminuir o declive do manto principal exterior.

Comparando os resultados das formulações que se encontram dentro dos limites de validade em termos da estabilidade da secção, nota-se que a formulação de Martín *et al.*, 1999 é a que está mais do lado da segurança, quando comparada com as formulações de Günbak e Gökce, 1984, de Jensen, 1984, de Bradbury *et al.*, 1988, excepto no caso 3, em que a formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 apresenta coeficientes de segurança superiores aos das formulações de Martín *et al.*, 1999. No entanto, a formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 tem uma desvantagem que é o fato de ter que adaptar os coeficientes a e b para configurações de quebra-mares de talude diferentes dos da Figura 4.3. Portanto, a formulação de Martín *et al.*, 1999 é a formulação que se recomenda na literatura no caso de se pretender dimensionar superestruturas de quebra-mares de talude [CIRIA/CUR/CETMEF, 2007]. Convém, no entanto, verificar que as condições em estudo estão dentro do seu limite de validade.

6.2 Quebra-mar de talude de Amboim

6.2.1 Dados do problema

A secção transversal do quebra-mar de talude de Amboim, localizado em Angola, encontra-se representada na Figura 6.9, com as respectivas cotas e níveis de referências.

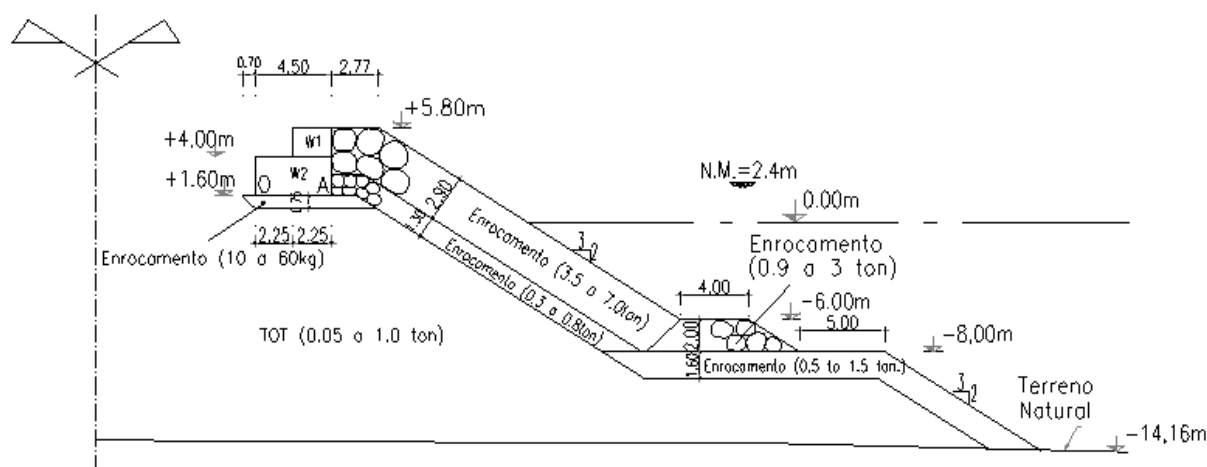


Figura 6.9: Secção transversal do quebra-mar de talude do Porto de Amboim [Lemos *et al.*, 2010].

As dimensões da superestrutura e as condições da agitação utilizadas nos cálculos são apresentadas nos Quadros 6.8 e 6.9, respectivamente. Os dados gerais apresentados no Quadro 6.1 (ponto 6.1.1) são os mesmos utilizados neste ponto.

Quadro 6.8: Dados da agitação.

Dados da agitação	Unidades
Nível de Maré	2,4 m

Quadro 6.9: Dados da estrutura de acordo com a Figura 2.4.

Dados da Estrutura	Unidades
B	4,5 m
B'	2,25 m
h_w	4,2 m
h_{wl}	2,4 m
B_e	2,77 m
h	14,16 m
A_c	3,4 m
α	0,59 rad
f_c	0 m
w_f	1,6 m

O Quadro 6.10 apresenta os valores de T_p e H_s utilizados nos cálculos de pressões e/ou forças. Os valores de T_m usados na formulação de Pedersen, 1996 foram considerados iguais aos valores de T_p apresentados neste Quadro.

Quadro 6.10: Valores de T_p e H_s usados na análise das pressões e/ou forças.

T_p (s)	H_s (m)	
12	2,5	Caso 1
	2,7	Caso 2
	3,2	Caso 3
14	2,5	Caso 4
	2,7	Caso 5
	3,2	Caso 6
17	2,5	Caso 7
	2,7	Caso 8
	3,2	Caso 9

Embora se apresentem os resultados de pressão obtidos para todos os casos (Quadro B.2 do Anexo B), e respectivas forças (Quadro B.3 do Anexo B), momentos (Quadro B.4 do Anexo B) e

coeficientes de segurança (Quadro B.5 do Anexo B), escolheu-se um caso para apresentar os resultados graficamente de forma detalhada: o caso 9, para as condições de agitação em que $T_p = 17s$ e $H_s = 3.2m$ (Quadro 6.10). Assim, os cálculos comuns dos parâmetros já mencionados no ponto 6.1.1 e apresentados no Quadro 6.11 correspondem ao caso 9. No Quadro B.1 do Anexo B apresentam-se ainda os resultados de Ir_0 , R_u e y de algumas das formulações analisadas.

Quadro 6.11: Cálculos comuns.

Cálculos Comuns		Unidades
d	16,56	m
h'	4,2	m
σ	0,37	rad/s
	0,03	rad/m
k	0,03	rad/m
L	209,44	m
L_{0p}	451,22	m
L_{0m}	451,22	m
W_1	11,04	kN/m
W_2	264,87	kN/m
M_w^O	633,2	kN.m/m
$H_{m\acute{a}x}$	5,76	m

6.2.2 Resultados

Os valores de pressões horizontais máximas foram obtidos em vários pontos situados no muro-cortina ($P_{h,max}$ (calculada)) e na base da superestrutura ($P_{b,max}$ (calculada)), conforme se pode ver na Figura 6.10.

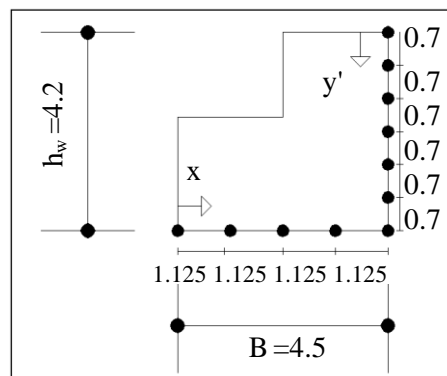


Figura 6.10: Pontos no muro-cortina e na base onde se obteve as pressões.

Utilizaram-se as mesmas equações analisadas no capítulo 4 para a obtenção de $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (calculada) para as formulações de Günbak e Gökce, 1984, Martín *et al.*, 1999 e Pedersen, 1996. Como a formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 não apresenta uma

expressão para o cálculo de pressões na superestrutura, não é possível analisar os resultados desta formulação neste ponto.

Considerou-se $H_{\max} = 1.8H_s$ para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999. Para a formulação de Martín *et al.*, 1999 e tendo em conta que o manto principal exterior é constituído por enrocamentos com uma porosidade $n = 40\%$, considerou-se $A_u = 1.44$ e $B_u = -0.6$ (de acordo com a Figura 4.10). O parâmetro C_f foi tomado igual a 1.45 para estruturas pequenas e de pouca inércia na formulação de Martín *et al.*, 1999.

A Figura 6.11a) representa os diagramas de P_d e P_{ph} no muro-cortina e a Figura 6.11b) representa os diagramas de $P_{b(b)}$ e $P_{b(s)}$ na base da superestrutura para as 3 formulações em análise neste ponto.

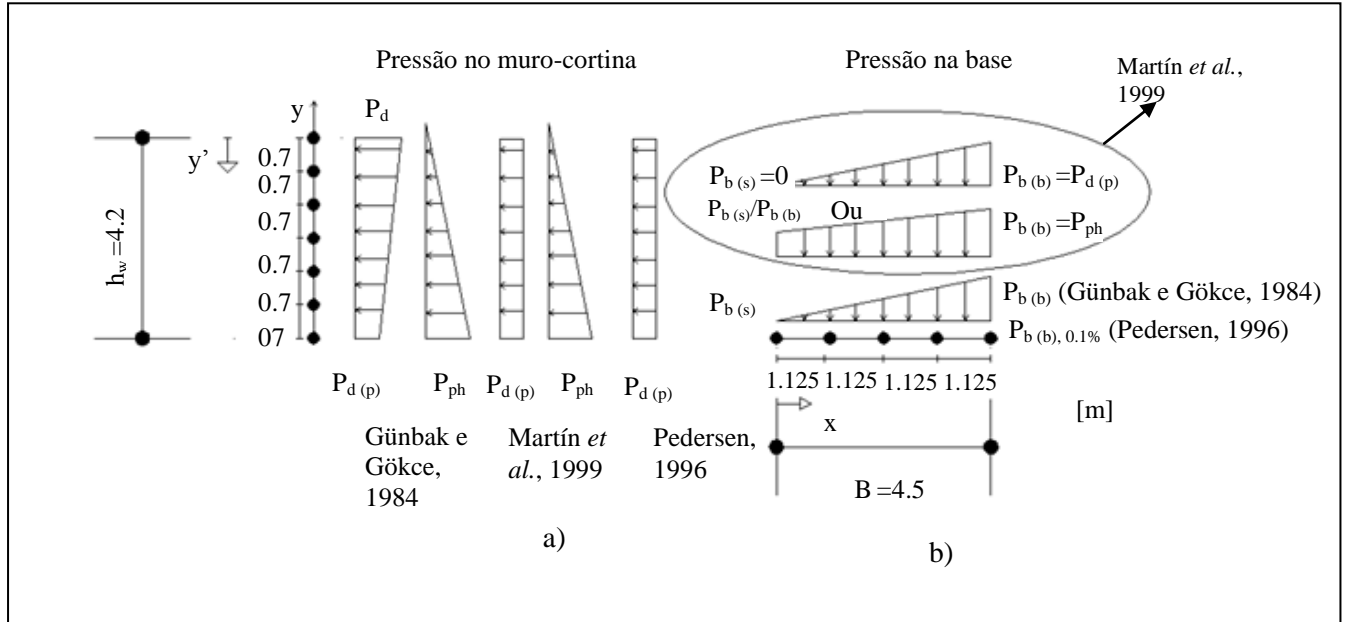


Figura 6.11: Diagrama de pressões para as 3 formulações em análise neste ponto: a) Pressão no muro-cortina. b) Pressão na base.

$P_{h,\max}$ no muro-cortina é dada pelas equações (6.7), (6.8) e (6.9) para as formulações de Martín *et al.*, 1999, Günbak e Gökce, 1984 e Pedersen, 1996, respectivamente.

$$P_{h,\max}(\text{calc.}) = P_{d(p)} + P_{ph} \left(\frac{y + y'}{y + h_w} \right) \quad (6.7)$$

$$P_{h,\max}(\text{calc.}) = P_{d(p)} + (P_{d(p)} - P_d) \frac{y'}{h_w} + P_{ph} \left(\frac{y + y'}{y + h_w} \right) \quad (6.8)$$

$$P_{h,\max}(\text{calc.}) = P_{d(p)} \quad (6.9)$$

No que diz respeito à $P_{b,max}$, a equação (6.10) permite obter o valor de $P_{b,max}$ (calculada) em qualquer ponto da base da superestrutura para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e Pedersen, 1996 e para a formulação de Martín *et al.*, 1999 tem-se a equação (6.11).

$$P_{b,max}(calculada) = P_{b(b)} \left(\frac{x}{B} \right) \quad (6.10)$$

$$P_{b,max}(calculada) = \text{Máximo} \left(P_{b(s)} + \left(P_{b(b)} - P_{b(s)} \right) \frac{x}{B}; P_{b(b)} \frac{x}{B} \right) \quad (6.11)$$

Note-se que y corresponde à altura da lâmina de água relativamente ao início da berma, y' corresponde ao ponto onde se pretende obter $P_{h,max}$ (calculada), x corresponde ao ponto onde se pretende obter $P_{b,max}$ (calculada) e P_d é a pressão dinâmica.

Estas pressões são comparadas com as pressões máximas obtidas a partir de ensaios em modelo físico nos pontos $y' = 1.4\text{m}$ e $y' = 2.8\text{m}$ no muro-cortina ($P_{h,max}$ (ensaio)), e $x = 2.25\text{m}$ na base da superestrutura ($P_{b,max}$ (ensaio)), de acordo com a Figura 6.8 [Lemos *et al.*, 2010].

O Quadro 6.12 mostra os resultados de $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio) nos pontos $y' = 1.4\text{m}$ e $y' = 2.8\text{m}$, e $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) no ponto $x = 2.25\text{m}$ para todos os casos em estudo. Apresenta-se ainda a diferença entre $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio) e $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio).

Quadro 6.12: Resultados de pressões dos diferentes casos em estudo.

Casos	Formulação	Pedersen, 1996*			Günbak e Gökce, 1984			Martín <i>et al.</i> , 1999		
	Pressão	$P_{h,max}$ (kPa)		$P_{b,max}$ (kPa)	$P_{h,max}$ (kPa)		$P_{b,max}$ (kPa)	$P_{h,max}$ (kPa)		$P_{b,max}$ (kPa)
	Pontos	$y'=1,4m$	$y'=2,8m$	$x=2,25m$	$y'=1,4m$	$y'=2,8m$	$x=2,25m$	$y'=1,4m$	$y'=2,8m$	$x=2,25m$
Caso 1	Calculada	29,35	29,35	29,35	28,38	46,76	32,57	70,35	79,72	33,16
	Ensaio	34,80	33,90	11,90	34,80	33,90	11,90	34,80	33,90	11,90
	Diferença	16%	13%	59%	18%	27%	63%	51%	57%	64%
Caso 2	Calculada	32,01	32,01	32,01	31,25	49,31	33,68	78,29	87,01	32,55
	Ensaio	34,40	37,80	12,70	34,40	37,80	12,70	34,40	37,80	12,70
	Diferença	7%	15%	60%	9%	23%	62%	56%	57%	61%
Caso 3	Calculada	38,45	38,45	38,45	38,32	55,63	36,47	96,99	104,43	36,31
	Ensaio	44,10	39,60	14,00	44,10	39,60	14,00	44,10	39,60	14,00
	Diferença	13%	3%	64%	13%	29%	62%	55%	62%	61%
Caso 4	Calculada	33,45	33,45	33,45	28,38	46,76	32,57	79,95	90,82	38,72
	Ensaio	57,90	44,90	14,10	57,90	44,90	14,10	57,90	44,90	14,10
	Diferença	42%	25%	58%	51%	4%	57%	28%	51%	64%
Caso 5	Calculada	36,35	36,35	36,35	31,25	49,31	33,68	89,05	99,18	38,11
	Ensaio	43,50	51,30	15,00	43,50	51,30	15,00	43,50	51,30	15,00
	Diferença	16%	29%	59%	28%	4%	55%	51%	48%	61%
Caso 6	Calculada	43,36	43,36	43,36	38,32	55,63	36,47	110,54	119,19	40,85
	Ensaio	48,00	51,50	18,70	48,00	51,50	18,70	48,00	51,50	18,70
	Diferença	10%	16%	57%	20%	7%	49%	57%	57%	54%
Caso 7	Calculada	39,15	39,15	39,15	28,38	46,76	32,57	90,70	103,58	46,32
	Ensaio	49,70	51,90	18,40	49,70	51,90	18,40	49,70	51,90	18,40
	Diferença	21%	25%	53%	43%	10%	43%	45%	50%	60%
Caso 8	Calculada	42,38	42,38	42,38	31,25	49,31	33,68	101,19	113,26	45,88
	Ensaio	39,80	41,10	20,90	39,80	41,10	20,90	39,80	41,10	20,90
	Diferença	6%	3%	51%	21%	17%	38%	61%	64%	54%
Caso 9	Calculada	50,17	50,17	50,17	38,32	55,63	36,47	126,13	136,54	45,49
	Ensaio	51,10	46,70	22,20	51,10	46,70	22,20	51,10	46,70	22,20
	Diferença	2%	7%	56%	25%	16%	39%	59%	66%	51%

A formulação de Pedersen, 1996 mostra que $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (calculada) crescem quando T_p e H_s aumentam, enquanto a formulação de Günbak e Gökce, 1984 mostra $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (calculada) a crescerem quando H_s aumenta mas não variando com T_p , já que, como se referiu anteriormente, $Ir_{0p} > 2.5$ para qualquer caso em análise, o que faz com que R_u e, consequentemente, $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (calculada) dependam somente de H_s .

A formulação de Martín *et al.*, 1999 mostra que $P_{h,max}$ (calculada) cresce quando T_p e H_s aumentam mas $P_{b,max}$ (calculada) aumenta quando T_p aumenta e diminui quando H_s diminui, o que está relacionado com o facto de P_{ph} diminuir com T_p e H_s . Isto pode ser explicado recorrendo ao parâmetro μ (ver equação 4.49) do qual depende P_{ph} . Este parâmetro foi obtido com base em ensaios utilizando blocos paralelepípedicos para o manto principal exterior, cujo peso no protótipo era de 1200kN e um núcleo bastante poroso. No caso do quebra-mar de talude de Amboim, em que o material que constitui o manto principal exterior é enrocamento, não há valores para os parâmetros a , b e c . Nestes casos,

Martín *et al.*, 1999 recomendam a realização de ensaios de modo a analisar com mais detalhe o efeito do diâmetro do material que constitui o manto principal exterior e a permeabilidade do núcleo nas forças.

De acordo com as conclusões dos ensaios em modelo físico, $P_{h,max}$ (ensaio) está relacionado com o galgamento e $P_{b,max}$ (ensaio) está relacionado com o impacto da onda a barlar e a sotamar da superestrutura. O facto de $P_{h,max}$ (ensaio) no ponto $y'=1.4m$ para $T_p=17s$ (casos 7 e 8) ser inferior aos obtidos para os casos 4 e 5 está relacionado com a rebentação da onda se dar antes de alcançar a superestrutura, o que ocorre para T_p elevados e faz diminuir a altura da onda na proximidade da superestrutura e, consequentemente, diminuir a pressão. Os valores de $P_{h,max}$ (ensaio) nos pontos $y'=1.4m$ e $2.8m$ são essencialmente devidos aos impulsos induzidos pelas ondas. Acontece o mesmo fenómeno nos casos 8 e 9 para $y'=2.8m$, ou seja, $P_{h,max}$ (ensaio) diminui para $T_p=17s$. $P_{b,max}$ (ensaio) aumenta quando T_p e H_s aumentam.

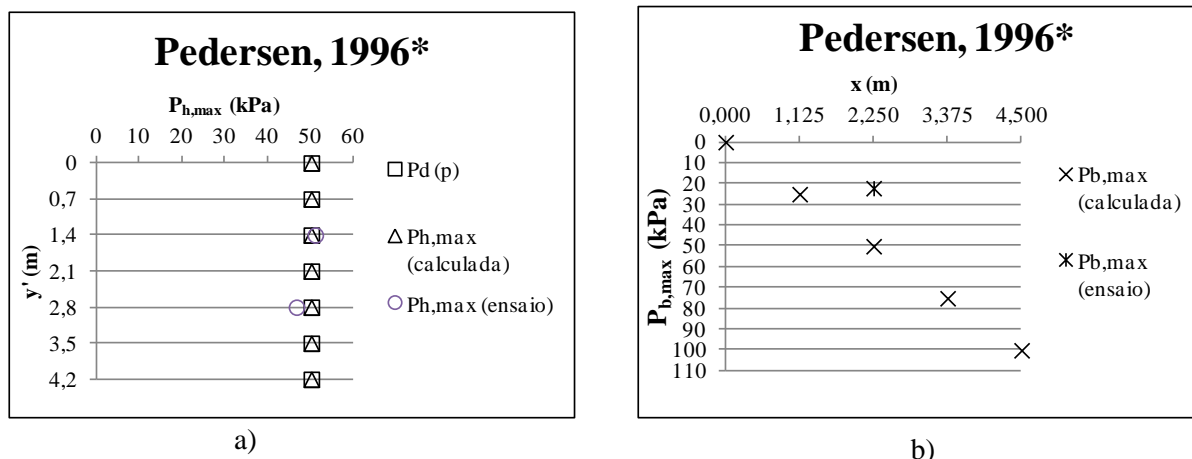
De um modo geral, a formulação de Pedersen, 1996 apresentou os resultados de $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (calculada) mais próximos dos resultados dos ensaios, mas encontra-se fora dos seus limites de validade.

No ponto $y'=2.8m$, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 foi a formulação que apresentou as menores diferenças entre $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). O maior valor de $P_{h,max}$ (ensaio) neste ponto corresponde ao caso 7 e a diferença entre $P_{h,max}$ (calculada) dada por esta formulação e $P_{h,max}$ (ensaio) é de 10%. O maior valor de $P_{b,max}$ (ensaio) foi obtida no caso 9 e esta formulação obteve uma diferença de 39% entre $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio).

No entanto, no ponto $y'=1.4m$ e para o maior valor de $P_{h,max}$ (ensaio) obtido (caso 4), a formulação de Martín *et al.*, 1999 apresenta resultados de $P_{h,max}$ (calculada) mais próximos de $P_{h,max}$ (ensaio) (com uma diferença de 28%) do que as restantes formulações. O maior valor de $P_{b,max}$ (ensaio) foi obtida no caso 9 e esta formulação obteve uma diferença de 51% entre $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio).

Adicionalmente, os resultados foram analisados de forma detalhada para um dos casos de estudo, o caso 9, para as condições de agitação em que $T_p=17s$ e $H_s=3.2m$. As Figuras 6.12 a 6.14 representam os resultados obtidos nos ensaios e para as formulações de Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999, respectivamente.

A Figura 6.12a) representa a comparação entre os valores de $P_{d(p)}$, de $P_{h,max}$ (calculada) obtida através da formulação de Pedersen, 1996 e de $P_{h,max}$ (ensaio). A comparação entre $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) encontra-se representada na Figura 6.12b). A relação A_c/B_e e Ir_{0m} estão fora dos limites de validade desta fórmula e $P_{h,max}$ (calculada) dada por esta formulação só depende de $P_{d(p)}$.



**Fora dos limites de validade para: A_c/B_e e Ir_{0m} .

Figura 6.12: Comparação entre: a) $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). b) $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) dada pela formulação de Pedersen, 1996.

No entanto, esta formulação apresenta valores de $P_{h,max}$ (calculada) nos pontos $y'=1.4$ m e $y'=2.8$ m próximos dos fornecidos pelos ensaios, com uma diferença percentual entre $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio) de 2% no ponto $y'=1.4$ m e 7% no ponto $y'=2.8$ m (ver Figura 6.12a).

No que se refere a $P_{b,max}$, a Figura 6.12b) mostra que $P_{b,max}$ (calculada) no ponto $x=2.25$ m é superior ao valor de $P_{b,max}$ (ensaio), com uma diferença entre $P_{b,max}$ (calculadas) e $P_{b,max}$ (ensaio) de 56%.

As Figuras 6.13a) representam as $P_d(p)$, P_{ph} , $P_{h,max}$ (calculada) obtidas em vários pontos do muro-cortina, e $P_{h,max}$ (ensaio), obtida em com base em medições em dois pontos do muro-cortina e a Figura 6.13b) mostra os valores de $P_{b,max}$ (calculada) obtida em vários pontos da base da superestrutura e $P_{b,max}$ (ensaio) obtida com base em medições num ponto da base da superestrutura.

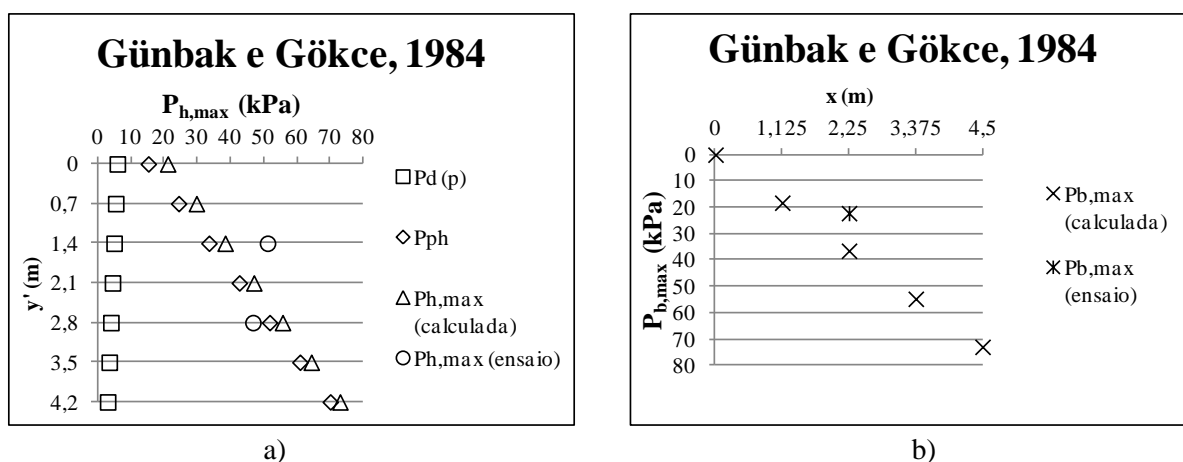


Figura 6.13: Comparação entre: a) $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). b) $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) dada pela formulação de Günbak e Gökce, 1984.

A formulação de Günbak e Gökce, 1984 apresenta valores de $P_{h,max}$ (calculada) inferior a $P_{h,max}$ (ensaio) no ponto $y' = 1.4m$ e superior a $P_{h,max}$ (ensaio) no ponto $y' = 2.8m$ (ver Figura 6.13a). A $P_{d(p)}$ é pouco significativa, por isso $P_{h,max}$ (calculada) toma valores próximos dos valores de P_{ph} . A diferença entre $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio) é de 25% no ponto $y' = 1.4m$ e 16% no ponto $y' = 2.8m$.

$P_{b,max}$ (calculada) toma valores mais próximos de $P_{b,max}$ (ensaio) no ponto $x = 2.25m$, apresentando uma diferença de 39%.

As Figuras 6.14a) representam as $P_{d(p)}$, P_{ph} , $P_{h,max}$ (calculada) obtidas em vários pontos do muro-cortina e $P_{h,max}$ (ensaio), obtidas em dois pontos do muro-cortina, e a Figura 6.14b) mostra os valores de $P_{b,max}$ (calculada) obtidas com base em medições em vários pontos da base da superestrutura e $P_{b,max}$ (ensaio) obtidas com base em medições num ponto da base da superestrutura.

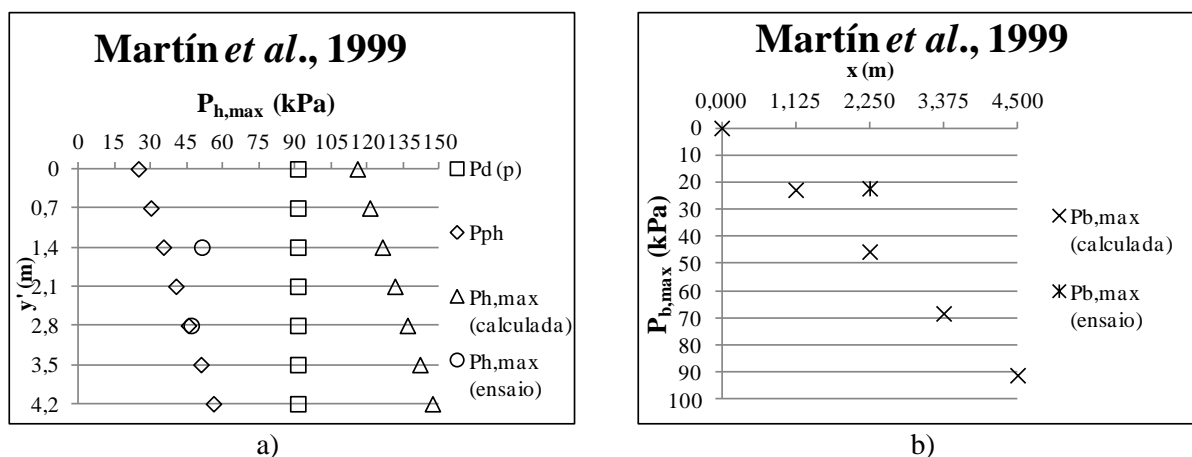


Figura 6.14: Comparação entre: a) $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio). b) $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio) dada pela formulação de Martín et al., 1999.

A Figura 6.14a) mostra que a formulação de Martín et al., 1999 fornece valores de $P_{h,max}$ (calculada) nos pontos $y' = 1.4m$ e $y' = 2.8m$ superiores a $P_{h,max}$ (ensaio), com uma diferença de 59% no ponto $y' = 1.4m$ e 66% no ponto $y' = 2.8m$. Em termos de $P_{b,max}$ (calculada), esta toma um valor superior a $P_{b,max}$ (ensaio) no ponto $x = 2.25m$, apresentando uma diferença de 51% (ver Figura 6.14b).

Para os casos 1 a 9 e para a formulação Pedersen, 1996, A_c/B_e e Ir_{0m} encontram-se fora dos limites de validade da formulação. Para os casos 1, 4 e 7 e para a formulação Jensen, 1984 e Bradbury et al., 1988 os parâmetros s_{0p} e H_s/A_c estão fora dos limites de validade e para os restantes casos falha apenas o valor de s_{0p} .

Apesar de estar fora dos limites de validade, a formulação Pedersen, 1996 é a que apresenta valores de $P_{h,max}$ (calculada) mais próximos dos valores de $P_{h,max}$ (ensaio). Isto deve-se ao facto de este autor não considerar a P_{ph} . Já no que se refere às pressões na base do muro-cortina, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 foi a que apresentou valores de $P_{b,max}$ (calculada) no ponto $x = 2.25m$ mais

próximo de $P_{b,max}$ (ensaio). A formulação de Martín *et al.*, 1999 é a que apresenta maior diferença entre $P_{h,max}$ (calculada) e $P_{h,max}$ (ensaio) e $P_{b,max}$ (calculada) e $P_{b,max}$ (ensaio), sendo que esta diferença pode dever-se aos efeitos de escala dos ensaios. Apesar disso, recomenda-se usar a formulação de Martín *et al.*, 1999 na fase inicial do projecto por ter em consideração os vários parâmetros que influenciam as pressões na superestrutura.

Os efeitos de escala dos resultados dos ensaios poderão ser um dos factores que explica as discrepâncias existentes entre os valores das pressões medidas no ensaio e os obtidos pelas formulações de Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999. Os diferentes erros a que um ensaio em modelo físico pode estar sujeito, entre os quais se destacam os efeitos de escala, estão relacionados com:

- As diferenças entre a geometria e as condições de agitação e de escoamento entre estrutura real e o modelo construído à escala em laboratório, quando a escala é muito reduzida (efeito de escala).
- Os efeitos locais originados em laboratórios, como por exemplo, a dissipação da onda nas paredes laterais do canal de ensaios, os suportes dos sensores e os próprios sensores.
- Metodologia de medida de interacção da onda com a estrutura através de sensores instalados nestas.
- O facto de caracterizar os ensaios através de parâmetros estatísticos da onda como a altura da onda significativa sem ter em conta a direcção da onda e forma espectral. [Martinez, 2001b].

Do caso 1 para o caso 2 Ir_0 e R_u não variam, porque o único parâmetro que se altera é A_c , o que leva também a uma alteração de y , de acordo com o Quadro A.1 do anexo A e para as 5 formulações. Quando H_s aumenta (caso 3 e 4) Ir_0 diminui, y e R_u aumentam, mas y volta a diminuir quando A_c aumenta (caso 4). Para o caso 2, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 dá $y < 0$, o que significa que a pressão induzida pela onda na superestrutura é nula.

O Quadro B.1 do anexo B apresenta os valores de Ir_0 , R_u e y obtidos para o caso do quebra-mar de talude do Porto de Amboim e mostra que Ir_0 aumenta com o aumento de T_p e diminui com o aumento de H_s , e R_u aumenta com o aumento de T_p e H_s , como se verificou no Quadro A.1 do anexo A (para o caso do quebra-mar de talude do Porto de Gijón) e no capítulo anterior. A formulação de Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999 apresentam resultados de Ir_0 inferiores aos obtidos pelas formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988 e Pedersen, 1996, isto porque aqueles consideram $H=H_{max}$ e estes consideram $H=H_s$.

O Quadro B.2 do anexo B apresenta os valores de $P_{d (np)}$, $P_{d (p)}$, P_{ph} , $P_{b (b)}$ e $P_{b (s)}$ ao longo da superestrutura do Porto de Amboim e para todos os casos em análise. Em termos de pressão no muro-cortina, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 apresenta resultados de $P_{d (np)}$ ou $P_{d (p)}$ muito baixos relativamente às outras duas formulações, tal como se obteve no caso de estudo do quebra-mar do Porto de Gijón (ver Figura 6.3). Isto pode-se explicar com o facto de R_u , para estes dois casos de estudo, não depender do comprimento da onda em águas profundas, ou seja, de T_p , o que significa que o período se encontra mal representado para a situação em que $Ir_{0p} > 2.5$.

A formulação de Pedersen, 1996 apresenta valores de $P_{d (np)}$ inferiores aos obtidos pela formulação de Martín *et al.*, 1999 (ver anexo B, Quadro B.2), o que não se obteve no caso de estudo do quebra-mar do Porto de Gijón (ver a Figura 6.3). Isto explica-se pelo facto de a diferença entre $R_{u,0.1\%}$ e A_c da equação (4.10) da formulação de Pedersen, 1996 para o caso do quebra-mar do Porto de Gijón ser maior do que $\beta \cdot y$ da formulação de Martín *et al.*, 1999. No caso do quebra-mar do Porto de Amboim verifica-se o contrário, ou seja, a diferença entre $R_{u, 0.1\%}$ e A_c da formulação de Pedersen, 1996 é menor do que $\beta \cdot y$ da formulação de Martín *et al.*, 1999.

Em termos de P_{ph} (ver anexo B, Quadro B.2), a formulação de Günbak e Gökce, 1984 apresenta resultados sempre superiores aos da formulação de Martín *et al.*, 1999 pela razão já citada anteriormente, sendo que se chegou à mesma conclusão no caso do quebra-mar do Porto de Gijón. Relativamente à $P_{b (b)}$ a formulação de Pedersen, 1996 mostra que $P_{b (b)} = P_{d (np)}$ e toma valores superiores aos valores de $P_{b (b)}$ das formulações de Günbak e Gökce, 1984 nos casos 3 a 9 e de Martín *et al.*, 1999 para qualquer dos casos em estudo. A razão para esta superioridade de $P_{b (b)}$ em relação às outras formulações já foi explicada no ponto 6.1.2.

Tal como se tinha verificado no ponto 6.1.2, a pressão no muro-cortina aumenta com o aumento de T_p e H_s para as formulações de Pedersen, 1996 e Martín *et al.*, 1999 e aumenta com H_s e não varia com T_p para a formulação de Günbak e Gökce, 1984.

A escolha do valor do parâmetro f_c , do qual depende a expressão que permite obter F_h na superestrutura, é bastante importante na obtenção do objectivo principal da superestrutura, que é a redução do galgamento. De acordo com a conclusão obtida no capítulo anterior, quanto menor for este parâmetro menor será F_h , o que faz com que o galgamento seja maior, ou seja, quanto maior for f_c maior será F_h mas menor será o galgamento. As diferenças entre R_u e h_w , y e f_c permitem saber se o galgamento vai ser excessivo ou não e saber a altura da lâmina da água que provocará o galgamento, respectivamente. Se $R_u > h_w$ o galgamento será maior do que se $R_u < h_w$. No caso da superestrutura do quebra-mar de talude do Porto de Gijón e para os casos 3 e 4 (ver anexo A, Quadro A.1) $R_u > h_w$ e, consequentemente, $y > f_c$, logo haverá galgamento. Nos casos 1 e 2 isso já não acontece. Relativamente ao caso da superestrutura do quebra-mar de talude do Porto de Amboim (ver anexo B, Quadro B.1) $R_u > h_w$ para todos os casos e, consequentemente, $y > f_c$, logo haverá galgamento.

O Quadro B.3 do anexo B apresenta os valores de F_h e F_b ao longo da superestrutura para o quebra-mar de talude do Porto de Amboim e para todos os casos em análise. A formulação de Martín *et al.*, 1999 apresenta valores de F_h superiores aos obtidos pelas outras formulações, porque apresenta resultados de P_h superiores aos obtidos pelas outras formulações. F_b dada pela formulação de Pedersen, 1996 é inferior aos valores apresentados por Martín *et al.*, 1999, excepto nos casos 6 e 9 mas superiores aos apresentados pela formulação de Günbak e Gökce, 1984, excepto nos casos 1 e 2. A formulação de Jensen, 1984 apresenta valores de F_b inferiores aos obtidos pela formulação de Günbak e Gökce, 1984 e de Martín *et al.*, 1999, excepto no caso 9. Por conseguinte, obteve-se valores de M_h^A (ver anexo B, Quadro B.4) para a formulação de Martín *et al.*, 1999 superiores aos obtidos pelas outras formulações.

O Quadro B.5 do anexo B mostra os coeficientes de segurança obtidos para o quebra-mar de talude do Porto de Amboim e para todos os casos em análise. Para o caso 1 e para a formulação de Jensen, 1984 a secção é estável, apesar de esta formulação estar fora dos limites de validade. Para as restantes formulações a secção é instável.

Nos anexos C, D, E e F são apresentadas as interfaces de aplicações das formulações de Jensen, 1984e Bradbury *et al.*, 1988, Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999, respectivamente, para o caso 9 do quebra-mar de talude do Porto de Amboim. Os resultados obtidos para estas formulações e para este caso encontram-se no anexo G.

7. CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS

A análise das formulações disponíveis para estimar forças verticais e horizontais em superestruturas de quebra-mares de talude e o desenvolvimento e teste de uma ferramenta simples de apoio ao cálculo dessas forças foram os objectivos traçados para esta dissertação.

Para atingir o primeiro objectivo realizou-se uma profunda pesquisa bibliográfica sobre as formulações de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, Pedersen, 1996, Günbak e Gökce, 1984 e Martín *et al.*, 1999, realçando as condições em que estas formulações foram estabelecidas assim como os seus limites de validade.

As expressões que os autores acima mencionados propõem para a obtenção das forças em superestrutura de quebra-mares de talude dependem de vários parâmetros da superestrutura e do quebra-mar de talude assim como das condições de agitação. Assim, realizaram-se análises paramétricas para cada uma das formulações, que permitiram chegar à conclusão de que a força horizontal máxima diminui:

- Com a diminuição de nível da água em repouso e com o aumento de A_c .
- Com a diminuição de H_s e aumento da largura da berma, B_e .
- Com a diminuição de T_p ou T_m , excepto para a formulação de Günbak e Gökce, 1984, em que a força horizontal máxima não varia com T_p quando $Ir_{0p} > 2.5$.
- Com a diminuição da altura da superestrutura protegida pela berma, h' e da altura da superestrutura não protegida pela berma, f_c .
- Com o aumento da cota da base da superestrutura, w_f , quando esta está acima da cota de z , mas a força horizontal máxima aumenta com a diminuição de w_f quando esta está abaixo da cota de z .

Não foi possível aferir o andamento quantitativo da força horizontal máxima com o declive do manto principal exterior por ter sido necessário adoptar valores de T_p ou T_m diferentes para cada caso de Ir_0 .

Para atingir o segundo objectivo criou-se uma interface em excell que permite introduzir os dados da agitação, da geometria da superestrutura e do quebra-mar de talude e apresenta os resultados graficamente e quantitativamente. Assim, aplicou-se a interface a dois casos de estudos reais: a superestrutura do quebra-mar de talude do Porto de Gijón e do Porto de Amboim.

Da aplicação desta ferramenta ao caso do quebra-mar de talude do Porto de Gijón para quatro casos, onde se variaram os valores de H_s e A_c , foi possível retirar as seguintes conclusões:

- Apenas a formulação de Martín *et al.*, 1999 é válida para todos os casos em estudo.
- No que respeita à pressão dinâmica, a formulação de Pedersen, 1996 foi a que apresentou o maior valor e a formulação de Günbak e Gökce, 1984 o menor valor para todos os casos.
- No que respeita à pressão pseudo-hidrostática, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 dá valores sempre superiores aos da formulação de Martín *et al.*, 1999.
- No que respeita à pressão na base da superestrutura, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 foi a que apresentou os maiores valores.
- No que respeita às forças, a formulação de Bradbury *et al.*, 1988 apresentou valores da força horizontal e vertical inferiores a zero.
- No que respeita à força horizontal, a formulação de Pedersen, 1996 é a que apresenta os maiores valores para todos os casos analisados e, no que respeita à força vertical, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 foi a que apresentou os maiores valores, sendo, para alguns dos casos estudados, próximos dos obtidos pela formulação de Martín *et al.*, 1999.
- Para os casos analisados, tanto as pressões como as forças aumentam quando H_s aumenta e A_c diminui.
- Tendo em conta que se recomenda que C_{des} e C_{der} sejam superiores a 1.4: a formulação de Jensen, 1984 está do lado da segurança para os casos em que está fora dos limites de validade e considera que a secção é instável quando se encontra dentro dos limites de validade; a secção é estável para apenas um dos casos estudados segundo a formulação de Bradbury *et al.*, 1988 e instável para os restantes casos; a secção é instável para todos os casos analisados segundo a formulação de Pedersen, 1996 e para as formulações de Günbak e Gökce, 1984 e de Martín *et al.*, 1999 a secção é estável para apenas um dos casos.

Relativamente à superestrutura do quebra-mar de talude do Porto de Amboim, compararam-se os resultados de pressões obtidos com os resultados de ensaios em modelo físico obtidos em dois pontos da parede vertical do muro-cortina e um ponto da base da superestrutura com os obtidos pelas cinco formulações e concluiu-se o seguinte:

- Relativamente à pressão horizontal máxima no muro-cortina para o ponto mais próximo da superfície livre, a formulação de Günbak e Gökce, 1984 foi a que apresentou a menor diferença entre esta pressão e a obtida a partir de ensaios em modelo físico, para a maioria dos casos e é a que apresentou o valor mais próximo do maior valor de pressão obtida neste ponto. Para o ponto mais afastado da superfície livre, a formulação de Martín *et al.*, 1999 foi a que apresentou o valor mais próximo do obtido a partir de ensaios em modelo físico.
- De um modo geral, a formulação de Pedersen, 1996 foi a que apresentou resultados de pressão horizontal máxima no muro-cortina e pressão máxima na base da superestrutura

mais próximos dos resultados dos ensaios, embora se encontre fora dos seus limites de validade.

- A formulação de Günbak e Gökce, 1984 foi a que apresentou o valor da pressão máxima na base da superestrutura mais próximo dos resultados dos ensaios em modelo físico.

Segundo a formulação de Pedersen, 1996 a secção das duas superestruturas analisadas não é estável, que se encontra fora dos limites de validade para todos os casos analisados, o que permite concluir que esta formulação, para além de não ter em conta P_{ph} , é de difícil aplicação em casos reais devido à dificuldade no cumprimento dos seus limites de validade. No entanto, tem em conta alguns dos parâmetros importantes na avaliação da acção da onda na superestrutura, B_e , R_u , y .

A formulação de Jensen, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988, apesar de terem apresentado as duas secções da superestrutura como sendo estáveis para alguns dos casos analisados, estava sempre fora dos limites de validade. Além disso, esta formulação não tem em consideração vários parâmetros importantes na avaliação da acção da onda na superestrutura, como por exemplo, B_e , R_u , y e os materiais que constituem o manto principal exterior. Outra dificuldade na aplicação desta formulação é o fato dos coeficientes empíricos relativos ao meio poroso terem que ser adaptados sempre que as configurações de quebra-mares de talude a dimensionar sejam diferentes dos apresentados por esses autores. Portanto, a sua aplicação pode tornar-se difícil, embora tenha limites de validade menos gravosos que os da formulação de Pedersen, 1996.

A aplicabilidade da formulação de Günbak e Gökce, 1984 não pode ser verificada quanto aos limites de validade, porque este autor não os apresenta. Tem em conta R_u , y e P_{ph} mas não considera B_e , os tipos de materiais que constituem o manto principal exterior e o coeficiente μ na expressão de P_{ph} . Esta formulação tem como particularidade o facto de F_h não crescer quando T_p aumenta para o caso em que $Ir_{op} > 2.5$, ao contrário do que se verificou para as outras formulações através das análises paramétricas.

A formulação de Martín *et al.*, 1999, que se baseia na formulação de Günbak e Gökce, 1984 tem em conta B_e , R_u , y , P_{ph} , os tipos de materiais que constituem o manto principal exterior através do coeficiente μ na expressão de P_{ph} . É a única formulação que considera que a onda atinge a superestrutura após a rebentação das ondas. Relativamente à pressão na base a sotamar da superestrutura, $P_{b(s)}$, a formulação de Martín *et al.*, 1999 é a única que propõe o cálculo desta pressão e, portanto, é a formulação que melhor se aplica quando, por exemplo, a cota da base da superestrutura situa-se abaixo do nível do mar de referência (o que é o caso dos quebra-mares de talude do Porto de Gijón e de Amboim). As restantes formulações consideram $P_{b(s)} = 0$. Portanto, a formulação de Martín *et al.*, 1999 é a formulação que se recomenda na literatura no caso de se pretender dimensionar

superestruturas de quebra-mares de talude [CIRIA/CUR/CETMEF, 2007]. Deve-se no entanto verificar se as condições em estudo estão dentro dos seus limites de validade.

Como trabalhos futuros sobre este tema recomenda-se a análise das pressões na base da superestrutura com base na fórmula proposta por [Martinez, 2001a], o estudo sobre os efeitos de escala que podem contribuir para uma maior diferença entre as pressões obtidas através de ensaios em modelo físico e as pressões obtidas através das formulações.

BIBLIOGRAFIA

[Braña e Guillén, 2004] BRAÑA, P. C., GUILLÉN, J. F. – Wave forces on crown walls. Evaluation of existing empirical formulations. **Coastal Engineering Conference**. ISSN 0891-8717. 4:29 (2004), p. 4087-4099.

[Bradbury *et al.*, 1988] BRADBURY, A. P; ALLSOP, N. W. H., STEPHENS, R.V. – Hydraulic performance of breakwater crown walls. Relatório SR146. Hydraulics Research, Wallingford, UK, 1988.

[CIRIA/CUR/CETMEF, 2007] CIRIA/CUR/CETMEF – Physical processes and design tools: Crown walls. In **The rock manual: The use of rock in hydraulic engineering**. London: C683, CIRIA, 2007. ISBN 978-0-86017-683-1.

[Cross, 1967] CROSS, R. H. – Tsunami surge forces. **Journal of Waterway and Harbour Division, ASCE**. 93:4 (1967), p. 201-231.

[Cumberbatch, 1960] CUMBERBATCH, E. – The impact of a water wedge on a wall. *J. Fluid Mech.* 7:3 (1960), p. 353-373.

[GCI, 2011] Glossário de gestão costeira. **Gestão Costeira Integrada (GCI)** [Em linha]. Portugal: André Cardoso. [Consult. em 1 de Novembro 2011]

Disponível em: “<http://www.aprh.pt/rgci/index.html>”

[Gümbak e Gökce, 1984] GÜNBAK, A.R., GÖKCE, T. – Wave screen stability of rubble mound breakwaters. **International Symposium of Maritime Structure in Mediterranean Sea**. Atenas, Grécia, 2099-2112, 1984.

[Hamilton *et al.*, 1992] HAMILTON, D. G., HALL, K. R. – Preliminary analysis of stability of rubble mound breakwater crown walls. 23rd **International Conference on Coastal Engineering, ASCE**. Venice, Italy, p. 1217-1230, 1992.

[Jensen, 1984] JENSEN, O. J. – A monograph on rubble mound breakwaters. Danish Hydraulic Institute, 1984.

[Lemos *et al.*, 2010] LEMOS, R.; SILVA, L. G.; NEVES, M.G. – Porto Amboim Harbour. Stability and overtopping scale model tests of a new breakwater. Relatório 307/2010 NPE, LNEC, Lisboa, Setembro 2010.

[LNEC, 1984] LNEC - Dimensionamento de quebra-mares e dos seus elementos constitutivos. Relatório 126/85, LNEC, Maio de 1984.

[Losada e Gimenez-Curto, 1981] LOSADA, M. A., GIMENEZ-CURTO, L. A. – Flow characteristics on rough, permeable slopes under wave action. **Coastal Engineering**. ISSN 0378-3839. 4 (1981), p. 187-206.

[Losada *et al.*, 1993] LOSADA, I. J., DARLRYMPLE, R. A., LOSADA, M. A. – Waters waves on crown breakwaters. **Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering**. ISSN 0733-950X. 194:4 (1993), p. 367-380.

[Martín *et al.*, 1999a] MARTIN, F. L., LOSADA, M. A., MEDINA, R. – Wave loads on rubble mound breakwater crown walls. **Coastal Engineering (Elsevier)**. ISSN 0378-3839. 37:2 (1999), p. 149-174.

[Martín *et al.*, 1999b] MARTIN, F. L., LOSADA, M. A., MEDINA, R., LOSADA, I. J. – Wave loads on crown walls. In **Probabilistic Design Tools For Vertical Breakwaters (Proverbs)**. Alemanha: N. W. H. Allsop, 1999. Vol. 2a. Cap. 6.2, p. 266-301.

[Martinez, 2001a] MARTINEZ, C. – Estudio de las acciones del oleaje sobre los espaldones de los diques en talude y sus efectos de escala en laboratório: Tabela 1.2. Tese de doutoramento, Universidad de Cantabria, Santander, Marzo 2001.

[Martinez, 2001b] MARTINEZ, C. – Estudio de las acciones del oleaje sobre los espaldones de los diques en talude y sus efectos de escala en laboratório: Efectos de escala. Tese de doutoramento, Universidad de Cantabria, Santander, Março 2001.

[Nagai, 1973] NAGAI, S., – Wave forces on structures. Advances in hydrosience. **Academic press**. 9 (1973), p. 253-324.

[Neves, 2010] NEVES, M.G. – Infraestruturas Ferroviárias e Portuárias. Texto de apoio à disciplina, 2010. FCT/UNL.

[Neves *et al.*, 2012] NEVES, M.G., VILCHEZ, M., CLAVERO, M., LOSADA, M.A. – Determinação de forças actuantes em quebra-mares verticais e mistos. **Gestão Costeira Integrada**. 37:2 (2012), p. 159-174.

[Pedersen, 1996] PEDERSEN, Jan. – Wave forces and overtopping on crown walls of rubble mound breakwaters – An experimental study. Tese de doutoramento, Aalborg University, Denmark, August 1996.

[Sampaio, 2008] SAMPAIO, M.J.R.T. – Aplicação do modelo SWAN na caracterização da agitação marítima na zona adjacente a Pinheiro da Cruz. Tese de mestrado. Instituto Superior Técnico de Lisboa, Julho de 2008.

[USACE, 2011] UNITED STATES ARMY CORPS OF ENGINEERS (USACE) – **Coastal Engineering Manual: Wave generated forces on concrete caps**. 3ª Ed. EUA: USACE, 2011. [Pt. VI, cap.5, p. 158-163]. [Consult. 1 de Novembro 2011]. Disponível na internet:<URL: http://140.194.76.129/publications/eng-manuals/EM_1110-2-1100_vol/PartVI/PartVI.html>.

[USACE, 2008] UNITED STATES ARMY CORPS OF ENGINEERS (USACE) – **Coastal Engineering Manual: Harbor hydrodynamics**. 2ª Ed. EUA: USACE, 2008. [Pt. II, cap.7, p. 26-30]. [Consult. 1 de Novembro 2011].

Disponível na internet: <URL: http://140.194.76.129/publications/eng-manuals/EM_1110-2-1100_vol/PartII/PartII.htm>.

[Van der Meer e Stam, 1992] VAN DER MEER, J.W. e STAM, C.J.M. – Wave runup on smooth and rock slopes of Coastal structures. **Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering**. ISSN 0733-950X. 118:5 (1992), p. 534-550.

[Yamamoto e Horikawa, 1992] YAMAMOTO, Y., HORIKAWA, K. – New methods to evaluate wave run-up height and wave overtopping rate. 23rd **International Conference on Coastal Engineering, ASCE**. Venice, Italy, p. 1734-1747, 1992.

ANEXOS

Anexo A RESULTADOS DE Ir_0 , R_u E y PARA A SUPERESTRUTURA DO QUEBRA-MAR DE TALUDE DO PORTO DE GIJÓN

Quadro A. 1: Valores de Ir_0 , R_u (m) e y (m) para vários valores de H_s e A_c .

	Jensen, 1984*	Bradbury <i>et al.</i> , 1988*	Pedersen, 1996*			Günbak e Gökce, 1984			Martín <i>et al.</i> , 1999		
	Ir_{0p}	Ir_{0p}	Ir_{0m}	R_u , 0.1%	y	Ir_{0p}	R_u	y	Ir_{0p}	R_u	y
Caso 1	5,04	5,04	5,04	22,83	6,56	3,75	12,60	1,53	3,75	13,80	3,93
Caso 2	5,04	5,04	5,04	22,83	4,59	3,75	12,60	-0,44	3,75	13,80	0,28
Caso 3	4,21	4,21	4,21	29,56	9,88	3,14	18,00	4,19	3,14	18,80	8,90
Caso 4	4,21	4,21	4,21	29,56	7,91	3,14	18,00	2,22	3,14	18,80	5,07

Anexo B RESULTADOS OBTIDOS PARA A SUPERESTRUTURA DO QUEBRA-MAR DE TALUDE DO PORTO DE AMBOIM

Quadro B. 1: Valores de I_{r0} , R_u (m) e y (m) para vários valores de T_p e H_s .

T_p (s)	H_s (m)	Jensen, 1984*	Bradbury <i>et al.</i> , 1988*	Pedersen, 1996*			Günbak e Gökce, 1984			Martín <i>et al.</i> , 1999		
		I_{r0p}	I_{r0p}	I_{r0m}	R_u , 0.1%	y	I_{r0p}	R_u	y	I_{r0p}	R_u	y
12	2,5	6,32	6,32	6,32	9,24	2,88	4,71	4,50	0,54	4,71	6,10	1,99
	2,7	6,08	6,08	6,08	9,77	3,14	4,53	4,86	0,72	4,53	6,54	2,33
	3,2	5,59	5,59	5,59	11,05	3,77	4,17	5,76	1,16	4,17	7,61	3,19
14	2,5	7,38	7,38	7,38	10,05	3,28	5,50	4,50	0,54	5,50	6,24	2,05
	2,7	7,10	7,10	7,10	10,63	3,56	5,29	4,86	0,72	5,29	6,71	2,40
	3,2	6,52	6,52	6,52	12,02	4,25	4,86	5,76	1,16	4,86	7,85	3,26
17	2,5	8,96	8,96	8,96	11,19	3,84	6,68	4,50	0,54	6,68	6,36	2,10
	2,7	8,62	8,62	8,62	11,83	4,15	6,42	4,86	0,72	6,42	6,85	2,45
	3,2	7,92	7,92	7,92	13,38	4,92	5,90	5,76	1,16	5,90	8,05	3,33

Quadro B. 2: Valores de P_d e P_b (kPa) para vários valores de T_p e H_s .

T_p (s)	H_s (m)	Pedersen, 1996*			Günbak e Gökce, 1984			Martín <i>et al.</i> , 1999					
		P_d		P_b	P_d		P_{ph}	P_b	P_d		P_{ph}	P_b	
		$P_{d (np)}$	$P_{d (p)}$	$P_{b (b)}$	$P_{d (np)}$	$P_{d (p)}$		$P_{b (b)}$	$P_{d (np)}$	$P_{d (p)}$		$P_{b (b)}$	$P_{b (s)}$
12	2,5	58,69	29,35	58,69	2,72	1,36	63,77	65,13	73,75	47,64	41,45	41,45	24,87
	2,7	64,02	32,01	64,02	3,62	1,81	65,55	67,36	85,21	55,04	40,68	40,68	24,41
	3,2	76,89	38,45	76,89	5,84	2,92	70,01	72,93	112,41	72,61	39,26	72,61	0,00
14	2,5	66,91	33,45	66,91	2,72	1,36	63,77	65,13	79,53	53,18	48,51	48,51	29,10
	2,7	72,71	36,35	72,71	3,62	1,81	65,55	67,36	92,08	61,57	47,74	47,63	28,65
	3,2	86,72	43,36	86,72	5,84	2,92	70,01	72,93	122,22	81,73	46,11	81,69	0,00
17	2,5	78,30	39,15	78,30	2,72	1,36	63,77	65,13	84,54	58,55	57,91	57,91	34,74
	2,7	84,76	42,38	84,76	3,62	1,81	65,55	67,36	98,17	67,99	57,35	57,35	34,41
	3,2	100,35	50,17	100,35	5,84	2,92	70,01	72,93	131,37	90,98	55,96	55,96	33,58

ANEXO B – RESULTADOS OBTIDOS PARA A SUPERESTRUTURA DO QUEBRA-MAR DE
TALUDE DO PORTO DE AMBOIM

Quadro B. 3: Valores de F_h e F_b (kN/m) para vários valores de T_p e H_s .

T_p (s)	H_s (m)	Jensen, 1984*		Bradbury <i>et al.</i> , 1988*		Pedersen, 1996*		Günbak e Gökce, 1984		Martín <i>et al.</i> , 1999	
		F_h	F_b	F_h	F_b	F_h	F_b	F_h	F_b	F_h	F_b
12	2,5	109,19	58,50	-60,60	-32,46	233,18	132,05	159,77	146,54	328,41	256,43
	2,7	137,68	73,76	-36,58	-19,60	254,35	144,04	172,62	151,56	364,06	270,31
	3,2	208,89	111,91	23,46	12,57	305,50	173,01	206,12	164,10	450,00	304,72
14	2,5	148,62	79,62	-82,48	-44,19	310,13	150,54	159,77	146,54	374,91	174,63
	2,7	187,39	100,39	-49,79	-26,68	337,02	163,60	172,62	151,56	415,58	171,48
	3,2	284,32	152,32	31,93	17,10	401,98	195,12	206,12	164,10	514,79	183,81
17	2,5	219,14	117,40	-121,62	-65,15	440,72	176,18	159,77	146,54	428,17	208,46
	2,7	276,31	148,02	-73,42	-39,33	477,05	190,70	172,62	151,56	476,18	206,45
	3,2	419,23	224,59	47,08	25,22	564,81	225,78	206,12	164,10	592,77	204,71

Quadro B. 4: Valores de M_h^A e M_b^O (kN.m/m) para vários valores de T_p e H_s .

T_p (s)	H_s (m)	Jensen, 1984*		Bradbury <i>et al.</i> , 1988*		Pedersen, 1996*		Günbak e Gökce, 1984		Martín <i>et al.</i> , 1999	
		M_h^A	M_b^O	M_h^A	M_b^O	M_h^A	M_b^O	M_h^A	M_b^O	M_h^A	M_b^O
12	2,5	229,30	175,49	-127,26	-97,39	538,64	396,16	257,85	439,63	684,97	363,76
	2,7	289,12	221,27	-76,83	-58,80	587,56	432,13	289,43	454,68	774,83	371,54
	3,2	438,67	335,72	49,26	37,70	705,71	519,03	376,03	492,29	997,57	490,14
14	2,5	312,11	238,86	-173,22	-132,56	716,41	451,63	257,85	439,63	784,71	425,65
	2,7	393,53	301,17	-104,57	-80,03	778,53	490,79	289,43	454,68	888,21	417,99
	3,2	597,08	456,95	67,05	51,31	928,56	585,37	376,03	492,29	1147,66	551,42
17	2,5	460,20	352,19	-255,40	-195,46	1018,06	528,53	257,85	439,63	898,86	508,12
	2,7	580,25	444,07	-154,18	-118,00	1101,98	572,10	289,43	454,68	1022,08	503,21
	3,2	880,38	673,76	98,87	75,66	1304,71	677,35	376,03	492,29	1331,06	614,14

Quadro B. 5: Valores de C_{des} e C_{der} para vários valores de T_p e H_s .

T_p (s)	H_s (m)	Jensen, 1984*		Bradbury <i>et al.</i> , 1988*		Pedersen, 1996*		Günbak e Gökce, 1984		Martín <i>et al.</i> , 1999	
		C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}	C_{des}	C_{der}
12	2,5	1,60	2,21	-3,78	-3,98	0,56	0,96	0,76	1,28	0,37	0,85
	2,7	1,20	1,75	-6,06	-6,59	0,48	0,88	0,69	1,20	0,33	0,78
	3,2	0,68	1,15	8,62	10,28	0,35	0,73	0,54	1,03	0,25	0,60
14	2,5	1,09	1,62	-2,86	-2,92	0,39	0,77	0,76	1,28	0,28	0,74
	2,7	0,80	1,29	-4,53	-4,84	0,33	0,70	0,69	1,20	0,26	0,68
	3,2	0,42	0,85	6,25	7,55	0,23	0,59	0,54	1,03	0,19	0,53
17	2,5	0,64	1,10	-2,05	-1,98	0,24	0,58	0,76	1,28	0,20	0,64
	2,7	0,44	0,87	-3,18	-3,28	0,20	0,53	0,69	1,20	0,18	0,59
	3,2	0,18	0,58	4,13	5,12	0,13	0,45	0,54	1,03	0,15	0,46

Anexo C INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE JENSEN, 1984 e Bradbury *et al.*, 1988

Dados Gerais	Unidades	
ρ_w	1025,00	kg/m ³
g	9,81	m/s ²
Dados Ondas	Unidades	
N. Maré	2,40	m
T_p	17,00	s
T_m	17,00	s
H_s	3,20	m
θ	Despreza	rad
Dados da Estrutura	Unidades	
B	4,50	m
h_w	4,20	m
B_c	2,77	m
h	14,16	m
A_c	3,40	m
α	0,59	rad
ξ_c	0,00	m
w_f	1,60	m
Cálculos Comuns	Unidades	
d	16,56	m
h'	4,20	m
σ	0,37	rad/s
k	0,030	rad/m
	0,030	rad/m
L	209,44	m
L_{op}	451,22	m

Jensen, 1984

Bibliografia: [CIRIA/CUR/CETMEF, 2007]

Dados	Unidades	
a	-0,026	-
b	0,051	-

Validade

$s_{op}=H_s/L_{op}$ 0,007 **0.016-0.036**
 H_s/A_c 0,941 **0.76-2.5**

Resultados	Unidades	
Ir_{op}	7,92	-
$F_{h,0.1\%}$	419,23	kN/m
$M^A_{h,0.1\%}$	880,38	kN.m/m

Resultados	Unidades	
$F_{h,0.1\%}$	224,59	kN/m
M^O_b	673,76	kN.m/m

Bradbury *et al.*, 1988

Dados	Unidades	
a	-0,038	-
b	0,043	-

Validade

$s_{op}=H_s/L_{of}$ 0,007 **0.016-0.036**
 H_s/A_c 0,941 **0.76-2.5**

Resultados	Unidades	
Ir_{op}	7,92	-
$F_{h,0.1\%}$	47,08	kN/m
$M^A_{h,0.1\%}$	98,87	kN.m/m

Resultados	Unidades	
$F_{h,0.1\%}$	25,22	kN/m
M^O_b	75,66	kN.m/m

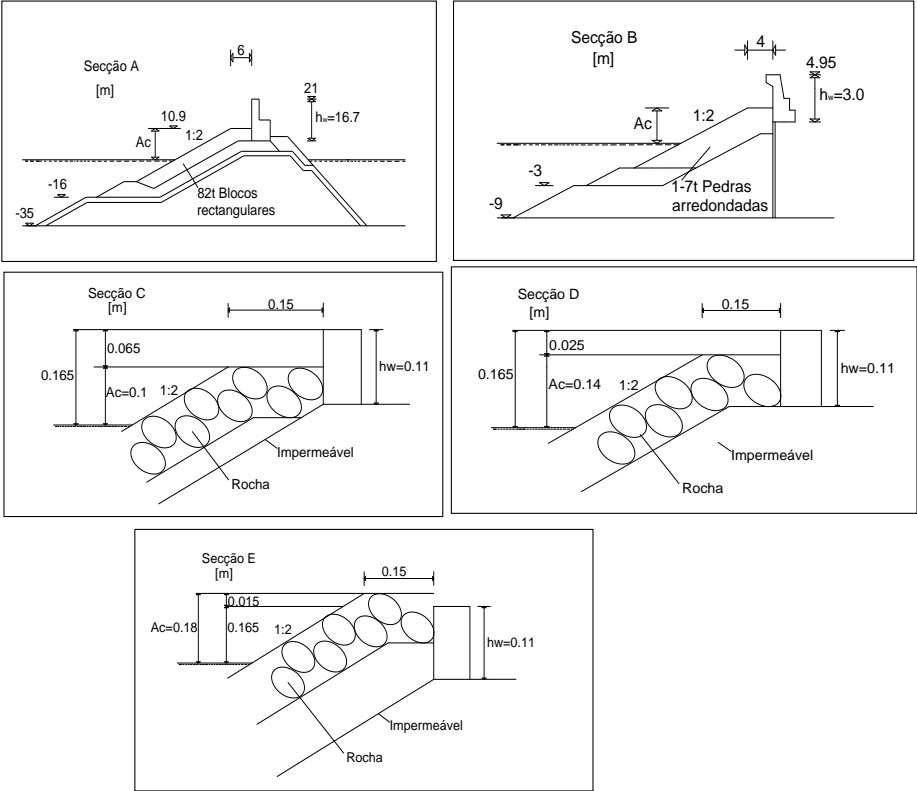


Figura 8: Secções transversais de superestruturas ensaiadas por Jensen, 1984, Bradbury *et al.*, 1988 [USACE, 2011].

Quadro 2: Coeficientes empíricos a e b para cálculo das forças numa superestrutura com secções transversais de A a E da Figura 6 e os respectivos limites de validade [Pedersen, 1996].

Secção Transversal	A_c (m)	H_s/L_{op}	H_s/A_c	a	b	Referência
A	5,6-10,6	0,016-0,036	0,76-2,5	-0,026	0,051	Jensen, 1984
B	1,5-3,0	0,005-0,011	0,82-2,4	-0,016	0,025	Jensen, 1984
C	0,1	0,023-0,07	0,9-2,1	-0,038	0,043	Bradbury <i>et al.</i> , 1988
D	0,14	0,04-0,05	1,43	-0,025	0,028	Bradbury <i>et al.</i> , 1988
E	0,18	0,04-0,05	1,11	-0,0095	0,01075	Bradbury <i>et al.</i> , 1988

Anexo D INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE PEDERSEN, 1996

Dados Gerais		Unidades
ρ_w	1025,00	kg/m ³
g	9,81	m/s ²

Dados Ondas	Unidades	
N. Maré	2,40	m
T _p	17,00	s
T _m	17,00	s
H _s	3,20	m
θ	0,26	rad

Dados da Estrutura	Unidades	
B	4,50	m
h_w	4,20	m
B_e	2,77	m
h	14,16	m
A_c	3,40	m
α	0,59	rad
f_c	0,00	m
w_f	0,00	m

Cálculos Comuns		Unidades
d	16,56	m
h'	4,20	m
σ	0,37	rad/s
k	0,030	rad/m
	0,030	rad/m
L	209,44	m
L _{0m}	451,22	m

Pedersen, 1996

Bibliografia: [USACE, 2011]

Cálculos	Unidades	
Ir _{0m}	7,92	-
R _{u,0.1%}	13,38	m
y	4,92	m
y _{ef}	0,00	m
A ₁	18,09	m ²
A ₂	130,33	m ²
A	1,00	m ²

Resultados	Unidades
$P_{d(nn)}$	100,35 kPa
$P_{d(p)}$	50,17 kPa
$P_{b(s)}$	0 kPa
$P_{b(b),0.1\%}$	100,35 kPa
$F_{h,0.1\%}$	564,81 kN/m
F_b	225,78 kN/m
$M_{h,0.1\%}^A$	1304,71 kN.m/m
M_b^O	677,35 kN.m/m

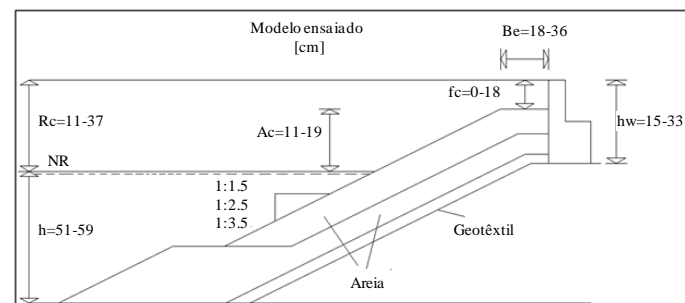


Figura 9: Secção transversal da superestrutura ensaiada por Pedersen [Pedersen, 1996]

		Validade
Ir_{0m}	7,92	1,1-4,2
R_c / A_c	1,00	1,0-2,6
H_c / A_c	0,94	0,5-1,7
A_c / B_c	1,23	0,3-1,1
$\cot(\alpha)$	1,50	1,5-3,5

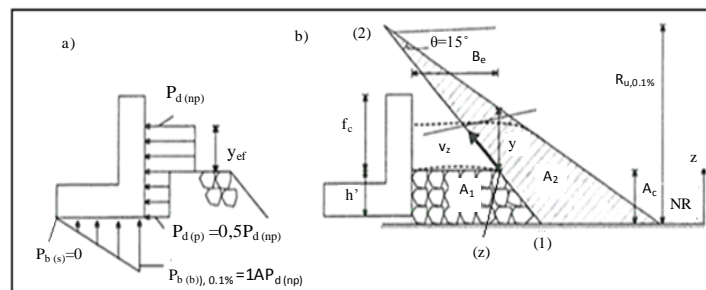


Figura 10: a) Distribuição de pressão na base da superestrutura e no muro-cortina assumida por Pedersen. b) Traçado da cunha de espraio e os parâmetros de cálculo [USACE, 2011]

Quadro 3: Limites de validade dos parâmetros [Pedersen, 1996]

Parâmetros	Símbolos	Limites de validade
Parâmetro de rebentação	Ir_{0m}	1,1-4,2
Altura da onda relativa	H_r/A_c	0,5-1,5
Nível de espreamento relativo	R_c/A_c	1,0-2,6
Largura da berma relativa	A_r/B_e	0,3-1,0
Inclinação do manto exterior	$Cot(\alpha)$	1,5-3,5

Anexo E INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE GÜNBAK E GÖKCE, 1984

Dados Gerais		Unidades
ρ_w	1025,00	kg/m^3
g	9,81	m/s^2

Dados Ondas		Unidades
N. Maré	2,40	m
T_p	17,00	s
T_m	17,00	s
H_s	3,20	m
θ	0,26	rad

Dados da Estrutura		
B	4,50	m
h_w	4,20	m
B_e	2,77	m
h	14,16	m
A_c	3,40	m
α	0,59	rad
f_c	0,00	m
w_f	1,60	m

Cálculos Comuns		Unidades
d	16,56	m
h'	4,20	m
$H_{\text{máx}}$	5,76	m
σ	0,37	rad/s
k	0,030	rad/m
	0,030	rad/m
L	209,44	m
L_{0p}	451,22	m

Günbak e Gökce, 1984

Bibliografia: [Martínez, 2001a]

Cálculos		Unidades
Ir_{0p}	5,90	-
R_u	5,76	m

Resultados		Unidades
y	1,16	m
$P_{d(np)}$	5,84	kPa
$P_{d(p)}$	2,92	kPa
P_{ph}	70,01	kPa
$P_{b(s)}$	0	kPa
$P_{b(b)}$	72,93	Pa
F_h	206,12	kN/m
F_b	164,10	kN/m
M_h^A	395,67	kN.m/m
M_b^O	492,29	kN.m/m

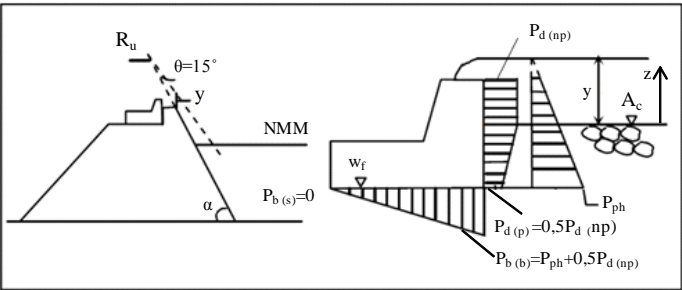


Figura 11: a) Traçado da cunha de espraçamento e os parâmetros de cálculo
b) Distribuição de pressão na base e na face frontal da superestrutura [Martínez, 2001a]

Anexo F

INTERFACE DE APLICAÇÃO DA FORMULAÇÃO DE MARTÍN *ET AL.*, 1999

Dados Gerais	Unidades
ρ_w	1025,00 kg/m ³
g	9,81 m/s ²

Dados Ondas	Unidades
N. Maré	2,40 m
T_p	17,00 s
T_m	17,00 s
H_s	3,20 m
θ	0,47 rad

Dados da Estrutura	Unidades
B	4,50 m
h_w	4,20 m
B_c	2,77 m
h	14,16 m
A_c	3,40 m
α	0,59 rad
f_c	0,00 m
w_f	1,60 m

Cálculos Comuns	Unidades
d	16,56 m
h'	4,20 m
σ	0,37 rad/s
k	0,030 rad/m
L	209,44 m
L_{op}	451,22 m
$H_{m\acute{a}x}$	5,76 m

Martín *et al.*, 1999
Bibliografia: [Martín *et al.*, 1999a]

CÁLCULOS	Unidades
Ir_{0p}	5,90 -
R_u	8,05 m
A_u	1,44 -
B_u	-0,6 -
y	3,328 m

β	3,925 -
C_f	1,45 -
λ	0,693 -
μ	0,67 -
a	0,355 -
b	0,069 -
c	359,799 -

B/L=	0,021 -
$H_{m\acute{a}x}/L=$	0,028 -
B_c/D_{h50}	2,10 -
$P_{b(s)}/P_{b(b)}$	0,6 -

RESULTADOS	Unidades
$P_{d(np)}$	131,37 kPa
$P_{d(p)}$	90,98 kPa
P_{ph}	55,96 kPa
$P_{b(b)}=P_{d(p)}$	90,98 kPa
$P_{b(b)}=P_{ph}$	55,96 kPa
$P_{b(s)}(P_{ph})$	33,58 kPa
$P_{b(s)}(P_{d(p)})$	0 kPa
$F_b(P_d)$	382,13 kN/m
$F_b(P_{ph})$	210,64 kN/m
$F_b(P_{d(p)})$	204,71 kN/m
$F_b(P_{ph})$	201,45 kN/m
M^A_b	1331,06 kN.m/m
M^O_b	614,14 kN.m/m

Validade

Ir 3,85 > 3

Se Ir < 3

Rebenta antes de alcançar a estrutura?

Sim **Aplicável**
Não **NÃO**

Au e Bu para enrocamento com porosidade igual a 40% [Martín *et al.*, 1999a]; ver Figura 12

1,45 Estruturas pequenas (pouca inércia)
1,00 Estruturas elásticas (grande inércia)

Quadro 4: Coeficientes para o cálculo do parâmetro μ [Martín *et al.*, 1999a]

B_c/D_{h50}	a	b	c
1	0,446	0,068	259
2	0,362	0,069	357,1
3	0,296	0,073	383,1
2,10	0,355	0,069	359,799

De acordo com a Figura 13 e para $n=0,4$, B/L encontra-se fora do limite de aplicabilidade da fórmula, por isso considera-se $P_{b(s)}/P_{b(b)}=0,6$.

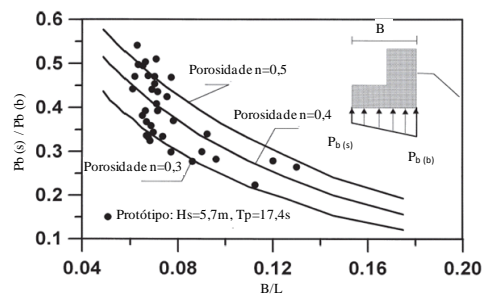


Figura 13: Representação esquemática da distribuição de pressão na superestrutura [Martín *et al.*, 1999a]

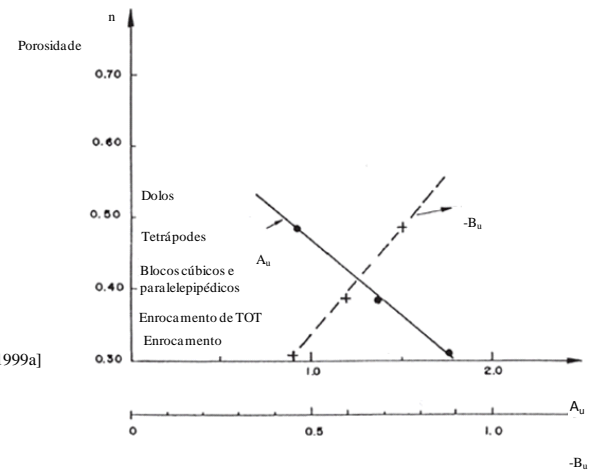


Figura 12: Coeficientes empíricos Au e Bu para cálculo de espraimento em função da porosidade do material que constitui o manto principal exterior [Martín *et al.*, 1999a]

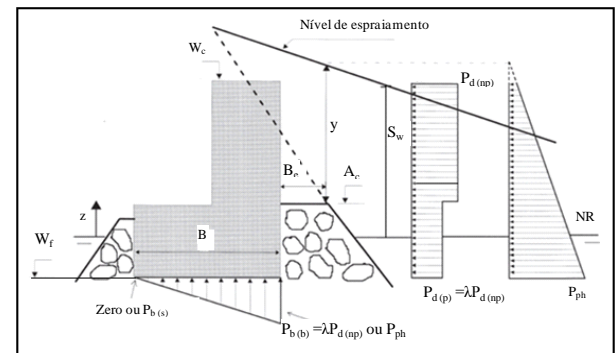


Figura 14: Representação esquemática da distribuição de pressão na superestrutura [Martín *et al.*, 1999a]

Anexo G INTERFACE DE APLICAÇÃO DOS RESULTADOS

Pressões e Forças em Superestruturas de Quebra-Mares de Talude

Dados Gerais	Unidades
ρ_w	1025,00 kg/m^3
g	9,81 m/s^2
ρ_b	2400,00 kg/m^3
ρ_t	2300,00 kg/m^3

Dados da agitação	Unidades
N. Maré	2,40 m
T_p	17,00 s
T_m	17,00 s
H_t	3,20 m
θ (Jensen, 1984 e Bradbury <i>et al.</i> , 1988)	Despreza rad
θ (Martín <i>et al.</i> , 1999)	0,47 rad
θ (Pedersen, 1996 e Günbak e Gökce, 1984)	0,26 rad

Dados da Estrutura	Unidades
B	4,50 m
B'	2,25 m
h_w	4,20 m
h_{u1}	2,40 m
B_c	2,77 m
h	14,16 m
A_c	3,40 m
α	0,59 rad
ξ	0,00 m
w_t	1,60 m

Cálculos Comuns	Unidades
d	16,56 m
h'	4,20 m
σ	0,37 rad/s
	0,030 rad/m
k	0,030 rad/m
L	209,44 m
L_{op}	451,22 m
L_{om}	451,22 m
W_1	95,35 kN/m
W_2	254,28 kN/m
M_w^0	893,94 kN.m/m
$H_{máx}$	5,76 m

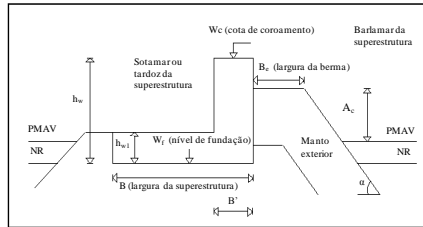


Figura 1: Características geométricas de uma superestrutura

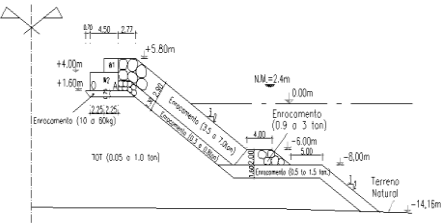


Figura 2: Seção transversal de quebra-mar de Amboim em estudo (Lemos *et al.*, 2010)

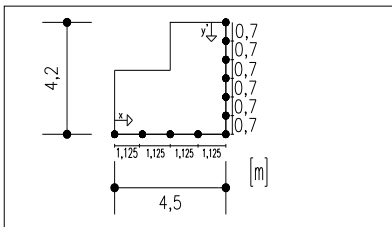


Figura 3: Pontos onde se pretende obter as pressões dinâmicas e pseudo-hidroestáticas

Quadro 4: Pressões no muro-cortina: formulação de Martín <i>et al.</i> , 1999							
Martín <i>et al.</i> , 1999							
y' (m)	0	0,7	1,4	2,1	2,8	3,5	4,2
$P_{d(p)}$	90,98	90,98	90,98	90,98	90,98	90,98	90,98
P_{ph}	24,74	29,94	35,15	40,35	45,55	50,76	55,96
$P_{h,max}$ (calculada)	115,72	120,93	126,13	131,33	136,54	141,74	146,94
$P_{h,max}$ (ensaio)			51,10		46,70		

Quadro 1: Apresentação dos resultados e os respectivos coeficientes de segurança.

Resultados	Jensen, 1984**	Bradbury <i>et al.</i> , 1988**	Pedersen, 1996*	Günbak e Gökce, 1984	Martín <i>et al.</i> , 1999
I_{r0}	7,92	7,92	7,92	5,90	5,90
$R_c(m)$			13,38	5,76	8,05
$P_{d(np)}(kPa)$			100,35	5,84	131,37
$P_{d(ip)}(kPa)$			50,17	2,92	90,98
$P_{ph}(kPa)$			-	70,01	55,96
$P_{h(s)}(kPa)$			0,00	0,00	0,00
$P_{h(t)}(kPa)$			100,35	72,93	90,98
$F_y(kN/m)$	419,23	47,08	564,81	206,12	592,77
$F_x(kN/m)$	224,59	25,22	225,78	164,10	204,71
$M^A_b(kN.m/m)$	880,38	98,87	1304,71	395,67	1331,06
$M^O_b(kN.m/m)$	673,76	75,66	677,35	492,29	614,14
Coef. Seg. ao deslizamento	0,18	4,13	0,13	0,54	0,15
Coef. Seg. ao derrochamento	0,58	5,12	0,45	1,01	0,46

*Falha o limite de validade A_c/B_c e $I_{r0,m}$

**Falha o limite de validade Seg

Os valores de $P_{h(s)}$ e $P_{h(t)}$ apresentados no Quadro 1 e dados pela formulação de Martín *et al.*, 1999 são os que forneceram maior valor de F_y .

Quadro 2: Pressões no muro-cortina: formulação de Pedersen, 1996							
Pedersen, 1996*							
y' (m)	0	0,7	1,4	2,1	2,8	3,5	4,2
$P_{d(p)}$	50,17	50,17	50,17	50,17	50,17	50,17	50,17
P_{ph}							
$P_{h,max}$ (calculada)	50,17	50,17	50,17	50,17	50,17	50,17	50,17
$P_{h,max}$ (ensaio)			51,10		46,70		

Quadro 3: Pressões no muro-cortina: formulação de Günbak e Gökce, 1984							
Günbak e Gökce, 1984							
y' (m)	0	0,7	1,4	2,1	2,8	3,5	4,2
P _{d(ip)}	5,84	5,36	4,87	4,38	3,90	3,41	2,92
P _{ph}	15,18	24,32	33,45	42,59	51,73	60,87	70,01
P _{h,max} (calculada)	21,02	29,67	38,32	46,98	55,63	64,28	72,93
P _{h,max} (ensaio)			51,10		46,70		

Quadro 5: Pressões na base: formulação de Pedersen, 1996*					
Pedersen, 1996*					
x (m)	4,5	3,375	2,25	1,125	0
$P_{h,max}$ (calculada)	100,35	75,26	50,17	25,09	0,00
$P_{h,max}$ (ensaio)			22,20		

Quadro 6: Pressões na base: formulação de Günbak e Gökce, 1984					
Günbak e Gökce, 1984					
x (m)	4,5	3,375	2,25	1,125	0
$P_{h,max}$ (calculada)	72,93	54,70	36,47	18,23	0,00
$P_{h,max}$ (ensaio)			22,20		

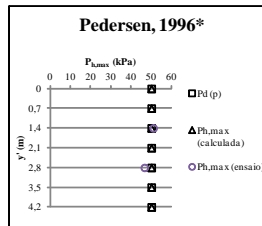


Figura 4: Pressões no muro-cortina: formulação de Pedersen, 1996

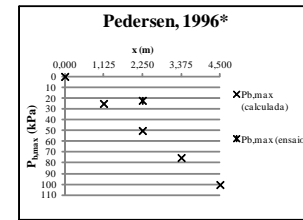


Figura 5: Pressões na base: formulação de Pedersen, 1996

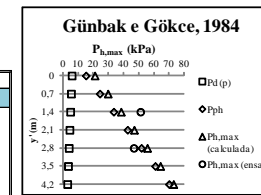


Figura 6: Pressões no muro-cortina: formulação de Günbak e Gökce, 1984

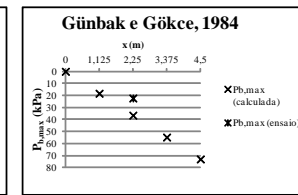


Figura 7: Pressão na base: formulação de Günbak e Gökce, 1984

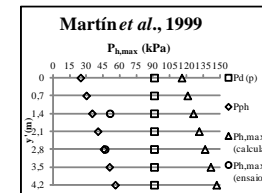


Figura 8: Pressões no muro-cortina: formulação de Martín *et al.*, 1999

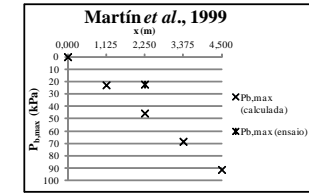


Figura 9: Pressão na base: formulação de Martín *et al.*, 1999